

THESE

Présentée devant
l'Université Jean Monnet de Saint Etienne
Ecole doctoral de St-Etienne ED SIS 488

Pour obtenir le grade de docteur
Spécialité : Optique, Photonique et Hyperfréquence

DÉVELOPPEMENT D'UN CAPTEUR À FIBRE OPTIQUE À BASE DE
RÉSEAUX DE BRAGG SUPERPOSÉS DE COURTES ET DE LONGUES
PÉRIODES : APPLICATION À LA MESURE DISCRIMINÉE DE
TEMPÉRATURE ET DE DÉFORMATION

par
Sébastien Triollet

Cette thèse a été soutenue le 3 décembre 2010 devant la commission d'examen :

John BOTSIS	Professeur, EPFL, Lausanne, Suisse	Rapporteur
Dominique LEDUC	Maître de Conférences HDR, IREENA, Nantes, France	Rapporteur
Pierre FERDINAND	Directeur de recherches, CEA-LIST, Saclay, France	Examineur
Alain VAUTRIN	Professeur, EMSE, Saint Etienne, France	Examineur
Laurent ROBERT	Maître-Assistant, EMAC, Albi, France	Tuteur
Emmanuel MARIN	Maître de Conférences, UJM, Saint Etienne, France	Tuteur
Youcef OUERDANE	Professeur, UJM, Saint Etienne, France	Directeur

Table des matières

Introduction	15
1 Principe des réseaux de Bragg	19
1.1 Les réseaux d'indices	20
1.1.1 Les fibres optiques	20
1.1.2 Les réseaux de Bragg	23
1.1.3 Capteurs à fibres optiques	32
1.1.4 Du réseau de Bragg... vers le transducteur	35
1.2 Mesures et Applications	42
1.2.1 Techniques et mesures des grandeurs	42
1.2.2 Domaines d'applications des capteurs à fibres optiques	44
1.3 Spécificité de l'application	48
2 Les réseaux de Bragg : approche théorique et mise en oeuvre.	51
2.1 Propagation de la lumière dans le réseau de Bragg	53
2.1.1 Théorie des modes couplés	53
2.1.2 Modélisation de la réponse spectrale.	58
2.2 Photosensibilité des fibres optiques	61
2.2.1 Origine de la photosensibilité.	62
2.2.2 Augmentation de la photosensibilité.	63
2.3 Inscription des réseaux de Bragg	65
2.3.1 Techniques d'inscription des FBG	67
2.3.2 Techniques d'inscription des LPG	69
2.3.3 Autres techniques d'inscription des LPG.	70
2.3.4 Limites dans l'inscription des réseaux de Bragg	72
2.4 Stabilisation des réseaux de Bragg	74
2.4.1 Origine de l'instabilité des réseaux de Bragg au cours du temps	74

2.4.2	Stabilisation post-inscription des réseaux de Bragg	75
2.5	Conclusion	79
3	Développement d'un capteur de mesures découplées	81
3.1	Découplage température-déformation	84
3.1.1	Découplage à l'aide d'un seul réseau de Bragg	84
3.1.2	Découplage à l'aide de plusieurs réseaux de Bragg	89
3.1.3	Découplage à l'aide de réseaux superposés	95
3.1.4	Sensibilités croisées	97
3.2	Efficacité de découplage	98
3.3	Inscription des réseaux superposés LPG/FBG	100
3.3.1	Inscription des LPG	100
3.3.2	Inscription des FBG	102
3.3.3	Répétabilité et Reproductibilité	103
3.3.4	Etude sur le nombre de pas	106
3.3.5	Etude sur la puissance	109
3.3.6	Etude sur la durée d'inscription du LPG	110
3.3.7	Choix de la superposition.	111
3.3.8	Etude de l'effet de la superposition	113
3.4	Multi-mesures en ligne : distribution des réseaux superposés	117
3.4.1	Distribution de deux réseaux	118
3.4.2	Distribution de trois réseaux	121
3.5	Conclusion	123
4	Caractérisation et validation du transducteur FBG/LPG	127
4.1	Système d'interrogation	128
4.1.1	Lecture de l'information	128
4.1.2	Traitement du signal	130
4.2	Réponse du composant : température, déformation et sollicitations croisées	136
4.2.1	Etalonnage en température et en déformation	136
4.2.2	Reproductibilité des étalonnages	142
4.2.3	Caractérisation suivant les sollicitations croisées	145
4.3	Validation de la mesure découplée de température-déformation	148
4.3.1	Méthodologie	148
4.3.2	Résultats et incertitudes	149
4.4	Conclusion	152

5 Instrumentation et mesures in situ	155
5.1 Instrumentation d'une structure métallique	157
5.1.1 Conditionnement du capteur	157
5.1.2 Etalonnage	158
5.1.3 Sollicitations croisées	161
5.1.4 Découplage des mesures	162
5.2 Validation du capteur pour le suivi de procédés composites	164
5.2.1 Quelques rappels sur l'élaborations des matériaux composites stratifiés fibre/matrice organique	164
5.2.2 Techniques de suivi de procédés d'élaboration de composites	167
5.2.3 Procédés d'élaboration par voie humide	168
5.2.4 Suivi de réticulation d'une résine époxy RTM6	170
5.2.5 Suivi du procédé LRI	175
5.2.6 Suivi du procédé VARTM (<i>Vacuum Assisted RTM</i>)	180
5.3 Limites pour l'instrumentation	186
5.4 Conclusion	186
 Conclusion générale	 189
 Annexe A Propagation de la lumière dans une fibre	 193
A.1 Equations d'onde.	193
A.2 Equations d'onde scalaire.	194
 Annexe B Généralités sur les matériaux composites	 201
B.1 Les renforts	201
B.2 La matrice	202
B.3 Propriétés	202
 Bibliographie	 205

Table des figures

1.1	Propagation de rayon lumineux dans une fibre optique.	22
1.2	Différents profils d'une fibre optique monomode.	23
1.3	Principe des fibres optiques PCF et microstructurées.	24
1.4	Profil de l'indice de réfraction d'un réseau de Bragg.	25
1.5	Réponse d'un réseau de Bragg à pas court.	26
1.6	Spectre en réflexion d'un réseau de Bragg chirpé (d'après [17]). La courbe continue représente le spectre théorique, les pointillés le spectre expérimental.	28
1.7	Réseau de Bragg tilté (d'après [20]).	28
1.8	Réseaux de Moiré.	29
1.9	Réponse spectrale d'un réseau à saut de phase (d'après [14]). La courbe continue représente le spectre théorique, les pointillés le spectre expérimental.	29
1.10	Réponse d'un réseau à pas long.	30
1.11	Spectre transmis d'un LPG.	30
1.12	Période du réseau en fonction de la longueur d'onde suivant la différence des indices effectifs (pour chaque couplage du mode fondamental LP_{01} au mode de gaine LP_{0m}).	31
1.13	Spectre transmis d'un réseau ultra longue période (d'après [24]).	32
1.14	Capteur de déformation de type interféromètre Fabry-Pérot.	34
1.15	Spectre d'un LPG soumis à une variation de température.	36
1.16	Spectre d'un FBG soumis à une variation de température.	37
1.17	Spectre d'un LPG soumis à une déformation.	39
1.18	Spectre d'un FBG soumis à une déformation.	40
1.19	Variation de la longueur de résonance d'un LPG en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur noté RI dans le texte (d'après [34]).	41
2.1	Représentation de la variation de puissance de deux modes couplés co- propagativement lorsque la condition d'accord de phase est respectée ou non.	56

2.2	Représentation de la variation de puissance de deux modes couplés contra-propagatifs sous la condition d'accord de phase ($\Delta = 0$) ou non.	57
2.3	Illustration du principe de la matrice de transfert pour un réseau uniforme.	58
2.4	Illustration de la méthode des matrices de transfert dans le cas d'un réseau non uniforme.	59
2.5	Variation de l'indice effectif des premiers modes LP en fonction de la longueur d'onde.	61
2.6	Période du réseau en fonction de la longueur d'onde suivant la différence des indices effectifs (pour chaque couplage du mode fondamental LP ₀₁ au mode de gaine LP _{0m}).	61
2.7	Variations du coefficient de couplage pour les premiers modes LP.	61
2.8	Spectre transmis d'un LPG.	61
2.9	Variation de la concentration en hydrogène dans une fibre à température ambiante(d'après [78]).	64
2.10	Schémas de différents montages d'inscriptions de réseaux de Bragg à pas courts (en haut) et à pas longs (en bas).	66
2.11	Inscription de réseaux de Bragg par la méthode à deux miroirs (d'après [7]).	67
2.12	Inscription de réseaux de Bragg par la méthode à trois miroirs (d'après [64]).	67
2.13	Inscription d'un FBG à l'aide du montage à masque de phase.	68
2.14	Inscription de FBG par la méthode du miroir de Lloyd.	68
2.15	Inscription de FBG par la méthode de l'interféromètre à prisme.	69
2.16	Déformation induite d'un LPG par un laser à CO ₂ (d'après [91]).	72
2.17	Section d'un LPG inscrit à l'aide d'un laser femto-seconde (d'après [93]).	72
2.18	Variation dans la modulation de l'indice induit lors de l'inscription d'un réseau de Bragg par un faisceau non-uniforme (d'après [98]).	73
2.19	Spectre transmis d'un LPG inscrit par deux profils différents de faisceau laser (d'après [99]).	74
2.20	Stabilisation des résonances d'un LPG durant un recuit à 115°C (d'après [98]).	77
2.21	Suivi des résonances d'un LPG de pas 270 μm pour une température de recuit de 130°C.	78
2.22	Variation de la puissance transmise (dBm) au cours d'un recuit à 130°C	78
2.23	Variation en longueur d'onde des résonances pour un recuit à 150°C.	79
3.1	Variation des longueurs d'ondes des principaux pics de résonance d'un LPG (A-D) et d'un FBG (E) (d'après [108]).	85
3.2	Spectre transmis d'un FBG tilté (d'après [109]).	86

3.3	Etude d'un découplage température-déformation utilisant un FBG associé à un EDFA (d'après [111]).	87
3.4	Spectres transmis de réseaux de Bragg longue période présentant deux ordres de diffraction (d'après [115]).	89
3.5	Evolution du spectre transmis lors de l'inscription du deuxième LPG noté LPGF1+LPGF2 (d'après [116]).	90
3.6	Etude de la discrimination température-déformation (d'après [119]).	92
3.7	Principe d'un capteur utilisant un tube capillaire.	92
3.8	Tests de validation du capteur développé par [124].	95
3.9	Spectre transmis de la superstructure réalisée par [130].	97
3.10	Représentation graphique de l'efficacité de découplage.	99
3.11	Banc utilisé pour l'inscription des réseaux.	101
3.12	Spectres transmis de FBG de périodes différentes.	103
3.13	Spectres transmis résultant d'une erreur d'instrumentation.	104
3.14	Exemple de répétabilité du procédé d'inscription.	105
3.15	Exemple de reproductibilité du procédé d'inscription.	106
3.16	Inscription d'un réseau longue période (pas = 290 μm) en fonction du nombre de pas.	107
3.17	Inscription d'un réseau courte période en fonction de sa longueur.	108
3.18	Suivi de la résonance d'un LPG au cours de l'inscription à une puissance de 90 mW.	108
3.19	Variations dans le spectre transmis d'un LPG en fonction de différentes puissances d'inscription.	109
3.20	Spectres transmis de LPG pour différentes puissances d'inscription.	110
3.21	Spectre transmis d'un LPG de pas 290 μm pour une durée d'inscription variable (pour une plus grande facilité de lecture, les spectres sont volontairement décalés en atténuation).	111
3.22	Spectres transmis d'un réseau superposé LPG sur FBG. Le LPG est inscrit à 60 mW avec un pas de 290 μm pour 3 secondes.	112
3.23	Spectres transmis d'un réseau superposé FBG sur LPG.	113
3.24	Influence de la puissance d'inscription du FBG.	114
3.25	Spectres transmis de LPG (inscrits à 90 mW) pour différentes puissances de FBG superposés.	114
3.26	Spectres transmis des réseaux superposés optimisés.	117

3.27 Spectres transmis d'un réseau à pas long initial (3.27(a)), puis d'un deuxième réseau distribué (3.27(b)).	118
3.28 Spectres transmis avant et après distribution par des FBG/LPG superposés.	119
3.29 Réseaux longues périodes distribués par des FBG/LPG superposés.	120
3.30 Spectres transmis de deux réseaux distribués de pas 310 et 330 μm	120
3.31 Spectre transmis de réseaux superposés distribués. Vue des FBG.	121
3.32 Spectre transmis de deux réseaux superposés FBG/LPG distribués.	122
3.33 Spectre transmis de trois réseaux superposés LPG/FBG distribués.	123
3.34 Spectre transmis de trois LPG/FBG superposés distribués de pas 270, 280 et 290 μm	124
4.1 Système d'interrogation des réseaux de Bragg superposés.	129
4.2 Spectre du supercontinuum de lumière blanche.	129
4.3 Organigramme de l'interface Labview.	131
4.4 Ajustement de résonances d'un LPG pour différentes fonctions mathématiques. 132	
4.5 Ajustement par une Lorentzienne des résonances d'un LPG sur une plage restreinte : 10 nm et 20 nm respectivement pour la résonance symétrique et asymétrique.	133
4.6 Ajustement de la résonance d'un FBG (en réflexion) suivant différentes fonction mathématiques (d'après [136]).	134
4.7 Photographie du banc d'étalonnage en température et en déformation.	137
4.8 Schéma du banc d'étalonnage en température et en déformation.	137
4.9 Variations en longueur d'onde du <i>composant 1</i> en fonction de la température (3 résonances sont suivies pour le LPG).	138
4.10 Variations en longueur d'onde du <i>composant 2</i> en fonction de la température.	139
4.11 Variations en longueur d'onde du <i>composant 3</i> en fonction de la température.	139
4.12 Variations en longueur d'onde du <i>composant 4</i> en fonction de la température.	139
4.13 Sensibilités à la déformation du <i>Composant 1</i>	140
4.14 Sensibilités à la déformation du <i>Composant 2</i>	140
4.15 Sensibilités à la déformation du <i>Composant 3</i>	141
4.16 Sensibilités à la déformation du <i>Composant 4</i>	141
4.17 Répétabilité de l'étalonnage en température du <i>Composant 2</i> : courbes de sensibilité.	143
4.18 Reproductibilité de l'étalonnage en déformation du <i>Composant 4</i> : courbes de sensibilité.	144
4.19 Etalonnage suivant les sollicitations croisées du <i>Composant 5</i>	146

5.1	Photographies de l'éprouvette métallique (a), avec le capteur intégré (b) et la jauge de déformation (c).	157
5.2	Photographie de l'étalonnage en traction du capteur intégré dans une éprouvette métallique.	159
5.3	Etalonnage en déformation d'un composant LPG/FBG superposés avant et après intégration dans une éprouvette métallique à l'aide d'une résine époxy X280 de chez HBM.	159
5.4	Etalonnage en température d'un transducteur LPG/FBG superposés avant et après intégration dans une éprouvette métallique à l'aide d'une résine époxyde X280 de chez HBM.	160
5.5	Montage pour la mesure des sollicitations croisées du capteur intégré dans l'éprouvette métallique.	162
5.6	Etalonnage suivant les sollicitations croisées du capteur intégré à une structure métallique.	162
5.7	Découplage température-déformation du capteur intégré à une structure métallique. La figure incrustée représente la différence entre la sollicitation mesurée par le capteur et celle appliquée.	163
5.8	Diagramme TTT <i>Température Temps Transformation</i> (d'après [147]).	165
5.9	Représentation des contraintes résiduelles lors du refroidissement dans l'outillage (d'après [151]).	166
5.10	Distribution des contraintes résiduelles dans l'épaisseur d'une pièce composite (d'après [153]).	167
5.11	Intégration de différents capteurs dans un matériau composite : micro-thermocouple (gauche), jauge de déformation (centre) et fibre optique (droite) (d'après [136]).	168
5.12	Principe du procédé d'élaboration de composite par LRI (d'après [166]).	169
5.13	Principe d'élaboration de composites par RTM (d'après [136]).	170
5.14	Suivi de réticulation de résine époxyde à l'aide d'un transducteur FBG/LPG superposés dans un moule cylindrique ($\phi = 6$ cm).	171
5.15	Suivi de la température mesurée par thermocouple (à gauche) et des variations en longueurs d'ondes du LPG et du FBG (à droite) pendant la réticulation d'une résine époxy RTM6.	172
5.16	Sollicitations mesurées avec le capteur à réseaux de Bragg superposés LPG/FBG et celle issue du découplage thermocouple-FBG pendant le suivi de réticulation.	174

5.17	Agrandissement de la figure 5.16(a).	175
5.18	Préparation du procédé d'élaboration LRI.	176
5.19	Mise en place du tissu d'arrachage et du tissu drainant.	176
5.20	Photographie du montage LRI juste avant l'infusion.	177
5.21	Avancement de l'infusion de la résine époxy RTM6 dans la préforme.	177
5.22	Suivi du procédé LRI. La température mesurée par le thermocouple est reportée à gauche tandis que les variations en longueurs d'ondes des réseaux de Bragg sont sur l'axe de droite.	178
5.23	Mesure de la viscosité ionique de la résine au cours du procédé LRI.	179
5.24	Température et déformation totale mesurées par le capteur à réseaux de Bragg.	179
5.25	Agrandissement de la température et de la déformation totale mesurée par le capteur à base de réseaux LPG/FBG lors du procédé LRI pendant la phase de montée en température et de cuisson.	180
5.26	Pièce composite verre/époxy réalisée par LRI et instrumentée par un transducteur LPG/FBG, un capteur diélectrique IDEX et un thermocouple.	181
5.27	Disposition des renforts dans le moule.	182
5.28	Photographie du montage VARTM juste avant l'injection.	182
5.29	Suivi du procédé VARTM. La température mesurée par le thermocouple est indiquée sur l'axe de gauche tandis que les variations en longueurs d'ondes des deux réseaux de Bragg sont reportés sur la droite.	183
5.30	Température et déformation totale mesurées par le capteur LPG/FBG pendant le procédé d'élaboration de composite verre/époxy par VARTM.	183
5.31	Analyse diélectrique du procédé VARTM.	184
5.32	Variations des longueurs d'onde de Bragg en fonction de la température mesurée par le thermocouple pendant le procédé VARTM.	185
5.33	Pièce composite verre/époxy réalisée par VARTM et instrumentée par un transducteur LPG/FBG.	185
A.1	Représentation de la constante de propagation normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V pour les premiers modes LP_{lm} .	197
A.2	Représentation des premiers modes LP_{0m} .	199

Liste des tableaux

1.1	Paramètres de la fibre Corning SMF-28.	21
1.2	Sensibilités des réseaux de Bragg à la température et à la déformation.	40
3.1	Sensibilités mesurées pour différents types de FBG (d'après[123]).	93
3.2	Comparatif de la pertinence du découplage température-déformation pour plusieurs méthodes.	100
3.3	Effet de la variation de puissance sur un LPG de pas $270 \mu m$ et de longueur ≈ 12 mm.	110
3.4	Comparatif de plusieurs procédés de superposition FBG→LPG sur l'atténuation des résonances du LPG et leur décalage spectral.	115
4.1	Principales fonctions mathématiques utilisées pour l'estimation de la longueur d'onde de résonance.	131
4.2	Estimation de la longueur d'onde de résonance d'un LPG (voir figure 4.4) pour une plage de spectrale de 140 nm et 200 nm respectivement pour la résonance symétrique et asymétrique.	133
4.3	Estimation de la position de la longueur d'onde d'une résonance symétrique et asymétrique d'un LPG considérant une plage restreinte de longueur d'onde.	134
4.4	Incertitudes sur la position de la résonance des LPG pour 100 mesures identiques (répétabilité).	135
4.5	Incertitudes sur la position de la résonance des FBG pour 100 mesures identiques (répétabilité).	136
4.6	Caractéristiques d'inscription des réseaux superposés présentés pour l'étalonnage en température et déformation.	137
4.7	Incertitudes sur les sensibilités aux sollicitations.	142
4.8	Reproductibilité de l'étalonnage en température du <i>Composant 2</i> : pentes obtenues.	143

4.9	Reproductibilité de l'étalonnage en déformation du <i>Composant 4</i> : pentes obtenues.	145
4.10	Récapitulatif des composants sensibles aux sollicitations sous forme de matrice des sensibilités, déterminants et efficacité de découplage.	147
4.11	Découplage température-déformation, comparaison avec les valeurs imposées.	149
4.12	Incertitudes sur les grandeurs mesurées.	152
4.13	Comparaison entre l'efficacité de découplage et l'incertitude sur la détermination des sollicitations (¹ en supposant $\delta\lambda_b = 1$ pm). Les capteurs sont étalonnés pour une plage de température comprise entre 20°C et 150°C, et pour une plage de déformation comprise entre 0 et 2000 $\mu\varepsilon$	153
4.14	Récapitulatif des incertitudes relatives à la validation du capteur.	153
5.1	Détermination de la température et de la déformation dans l'éprouvette métallique ($T_{mes.}$ et $\varepsilon_{mes.}$) et comparaison avec celles appliquées (T_{TC} et ε_{jauge}).164	

Introduction

Depuis leur origine les fibres optiques ont été largement utilisées pour les télécommunications. Cependant depuis la découverte de leur photosensibilité en 1978, les domaines d'applications n'ont eu de cesse d'évoluer pour ne plus se limiter aux télécommunications. En effet, c'est à partir de la modification périodique de l'indice de réfraction du coeur de la fibre, que de nouveaux composants tels que les réseaux de Bragg fibrés ont pu être élaborés. Ceux-ci sont classés en deux catégories suivant leurs périodes : les réseaux à pas courts (FBG) et les réseaux à pas long (LPG).

Les réseaux de Bragg sont des dispositifs intrinsèques qui permettent de contrôler les propriétés de propagation de la lumière dans la fibre. L'originalité des capteurs à réseaux de Bragg repose dans la sensibilité des paramètres de la lumière à différents facteurs environnementaux, tels que la température, la déformation ou encore la pression ; tout en ayant l'avantage d'être peu encombrant et insensible aux perturbations électromagnétiques. Dans les domaines des procédés de fabrication, par exemple, il est plus qu'intéressant de pouvoir obtenir simultanément toutes les sollicitations présentes, notamment la température et la déformation. Seuls les capteurs à fibres optiques permettent de s'affranchir des contraintes d'intrusivité, ou encore de tout élément électrique ou électronique non compatible avec ce genre de mesure.

Actuellement l'utilisation d'un seul de ces réseaux ne permet pas de découpler l'information de façon satisfaisante. Cet inconvénient est généralement pallié en utilisant plusieurs réseaux inscrits côte à côte, mais ceci augmente l'erreur sur la position spatiale des sollicitations.

La température et la déformation jouant un rôle important lors de la fabrication de pièces, notamment en composite stratifié ; le laboratoire de l'Institut Clément Ader - Albi (ICA-A) de l'Ecole des Mines d'Albi a souhaité développer un capteur à base de réseaux de Bragg permettant un découplage de la température et de la déformation longitudinale

intrinsèque. Différentes études comparatives ont montré que les réseaux de courte et longue périodes présentent des sensibilités différentes. De plus si les réseaux longues périodes ont une sensibilité en déformation négative alors que les FBG ont une sensibilité positive, il sera d'autant plus facile de découpler les deux sollicitations. C'est pourquoi le capteur développé sera basé sur la superposition d'un réseau courte période et d'un réseau longue période, qui semble être un bon compromis. Cette configuration permet d'avoir la meilleure sensibilité pour les deux paramètres que l'on souhaite déterminer tout en pouvant les découpler facilement, et diminuer ainsi l'incertitude sur les mesures. Les réseaux de Bragg étant sensibles tant aux effets mécaniques que thermiques, la superposition spatiale (en terme de photo-inscription) de ces deux types de transducteurs présente donc un intérêt majeur en terme de résolution spatiale : les deux grandeurs physiques (température et déformation) peuvent être mesurées exactement au même point.

Le chapitre 1 est une introduction aux capteurs à fibres optiques, et plus particulièrement aux réseaux de Bragg. Il présente une description physique des phénomènes où les deux types de réseaux sont abordés. Nous parcourons ainsi les principales caractéristiques des réseaux de Bragg, avant de détailler les différentes techniques d'interrogation mais aussi leur domaines d'applications en tant que capteur.

Le chapitre 2 propose une approche théorique du réseau de Bragg. Celui-ci est ici considéré comme une perturbation qui va modifier la façon dont se propage la lumière dans la fibre optique. Dans une première partie, ce chapitre détaille les méthodes de calcul et la modélisation du spectre transmis par la méthode des matrices de transfert. Les parties suivantes portent sur l'inscription des réseaux, et sur les différentes techniques qui utilisent différents laser ou différents types de fibres.

Le chapitre 3 traite du développement du transducteur LPG/FBG. Ce chapitre donne une description du dispositif et du protocole expérimental de photo-inscription utilisés. Il y est question de la superposition des réseaux LPG et FBG, puis de leur distribution. Il porte également sur le découplage des deux sollicitations mesurées, et propose un paramètre normalisé E défini comme l'efficacité de découplage qui permet de comparer différents types de transducteurs.

La partie concernant la caractérisation du capteur et certains aspects métrologiques fait l'objet du chapitre 4. Ce chapitre présente les étapes d'interrogation du capteur et de traitement de l'information reçue. Il regroupe les étapes d'étalonnage du transducteur LPG/FBG suivant la température et la déformation. Il se termine par la caractérisation d'un certain nombre de capteurs développés ainsi que par un recensement des incertitudes liées à la me-

sure, avant de valider le capteur sur une mesure de sollicitations.

Dans le chapitre 5, les transducteurs FBG/LPG sont conditionnés et validés en tant que capteurs dans deux domaines d'applications différents. La première application concerne l'instrumentation d'une éprouvette métallique par le transducteur FBG/LPG et la validation des mesures effectuées dans ce type de matériau. Pour la deuxième application, le transducteur est intégré à des matériaux composites de type verre/epoxy à des fins de suivis de procédés de fabrication de ces matériaux. Les procédés d'élaboration étudiés sont le LRI (*Liquid Resin Infusion*) et le VARTM (*Vacuum Assisted Resin Transfer Moulding*). Les résultats présentés dans ce dernier chapitre permettent de valider le capteur développé dans ce travail pour la mesure découplée de la température et de la déformation lors de l'élaboration de pièces composites.

Ce travail de thèse est réalisé en collaboration entre le laboratoire de l'Institut Clément Ader - Albi (ICA-A) de l'Ecole des Mines d'Albi, et le laboratoire Hubert Curien UMR CNRS 5516 de Saint-Etienne (LabHC). Au sein de l'ICA-A, ce travail s'est effectué dans le groupe de recherche "Métrologie Identification Contrôle Surveillance" (MICS), qui s'attache au développement et à l'exploitation de méthodes optiques de mesure dimensionnelle et thermique pour l'étude du comportement des matériaux et des structures, ainsi que sur la surveillance des outillages et des procédés. La modélisation et la conception de capteurs à réseaux de Bragg sur la fibre optique est un axe développé au LabHC. Le travail de thèse s'est donc déroulé sur les deux sites : au laboratoire Hubert Curien, où le capteur a été développé ; et à l'ICA-Albi où les tests, les caractérisations et l'intégration dans les structures ont été faites.

Chapitre 1

Principe des réseaux de Bragg

Sommaire

1.1	Les réseaux d'indices	20
1.1.1	Les fibres optiques	20
1.1.2	Les réseaux de Bragg	23
1.1.2.1	Les réseaux à pas courts : FBG (<i>Fiber Bragg Grating</i>)	25
1.1.2.2	Les réseaux à pas longs : LPG (<i>Long Period Grating</i>)	29
1.1.3	Capteurs à fibres optiques	32
1.1.4	Du réseau de Bragg... vers le transducteur	35
1.1.4.1	Sensibilité à la température	35
1.1.4.2	Sensibilité à la déformation	38
1.1.4.3	Sensibilité à l'indice de réfraction	40
1.2	Mesures et Applications	42
1.2.1	Techniques et mesures des grandeurs	42
1.2.1.1	Multiplexage	42
1.2.1.2	Mesure et démultiplexage	43
1.2.2	Domaines d'applications des capteurs à fibres optiques	44
1.2.2.1	Le génie civil	45
1.2.2.2	Les installations électriques	45
1.2.2.3	Le domaine médical	46
1.2.2.4	Les structures composites	46
1.2.2.5	Analyse chimique	47
1.3	Spécificité de l'application	48

Les fibres optiques sont le support le plus couramment utilisé comme moyen de transmission dans les systèmes de communication. On peut actuellement transporter de la lumière, c'est-à-dire de l'information, sur de très longues distances avec très peu de pertes. De plus leur intégration dans les systèmes urbains a permis d'augmenter la capacité de transmission tout en diminuant les coûts d'exploitation.

Cependant l'essor réel des fibres optiques apparaît avec l'utilisation de systèmes plus complexes destinés majoritairement aux télécommunications, puis sur les dernières années au développement de capteurs fibrés pour le suivi et le contrôle des structures ou des matériaux. Ces types de systèmes optiques sont les réseaux de Bragg ou encore réseaux d'indice (voir même réseaux à fibre). Ils permettent de contrôler les propriétés de propagation de la lumière à l'intérieur même de la fibre optique en modifiant intrinsèquement ses caractéristiques. Toutes sollicitations appliquées sur le réseau de Bragg peut donc modifier d'une nouvelle façon la propagation de la lumière. Si l'on peut reconnaître et quantifier ces changements dans la lumière propagée, on peut arriver à une estimation de la sollicitation exercée. Le réseau de Bragg peut donc être utilisé en tant que capteur.

Dans la première partie de ce chapitre nous expliquerons ce qu'est un réseau de Bragg, en partant de la fibre optique jusqu'au capteur à proprement parler. Nous ferons ici une description détaillée des principales caractéristiques des réseaux et des différents types possibles de réseaux. La seconde partie portera sur les différentes techniques d'interrogation du capteur et sur leur domaines d'applications qui ne cessent de s'élargir de jour en jour. Nous y détaillerons les différentes sollicitations qui peuvent être détectées et la façon dont elles sont mesurées. La troisième partie sera consacrée à l'apport de ce travail dans le contexte scientifique actuel. Nous parlerons des caractéristiques du capteur développé, des essais réalisés dans différentes structures.

1.1 Les réseaux d'indices

1.1.1 Les fibres optiques

Une fibre optique est un guide d'onde cylindrique. Elle se compose généralement d'un coeur (core) de rayon $r_{co} = 4.5 \mu\text{m}$ dans le cas d'une fibre optique monomode dont on fait référence ici. Celui-ci est entouré d'une gaine optique (cladding) de rayon $r_{cl} = 62.5 \mu\text{m}$ et d'indice de réfraction plus faible afin de respecter les conditions de guidage par réflexions totales successives du signal lumineux qui se propage. La différence entre l'indice du coeur

(n_{co}) et l'indice de la gaine (n_{cl}) est donc représentée par :

$$\Delta n = n_{co} - n_{cl} \quad (1.1)$$

Une gaine mécanique vient entourer le tout afin d'assurer la protection de la fibre. Les paramètres typiques d'une fibre optique monomode (SMF-28, Corning Glass Inc.) sont donnés dans le tableau 1.1

Paramètres	Valeurs
r_{co}	$4.5\mu m$
r_{cl}	$62.5\mu m$
$\Delta n = n_{co} - n_{cl}$	0.0045

TAB. 1.1 – Paramètres de la fibre Corning SMF-28.

La différence d'indice entre le coeur et la gaine de la fibre est obtenue en dopant le coeur en silice à l'aide d'atomes de :

- germanium, phosphore, aluminium ou titane pour augmenter l'indice ;
- fluor ou bore pour le faire baisser.

Ces dopants ont également pour but de diminuer la formation des défauts dans la fibre afin de réduire les pertes lors de la propagation. Il reste néanmoins un certains nombres de défauts inévitables dans le verre, ce sont ces défauts qui vont permettre une modification de l'indice de réfraction de la fibre, par exemple lors de la photo-inscription d'un réseau.

On rappelle que toute onde envoyée dans la fibre est piégée dans le coeur et guidée par réflexions totales successives sur l'interface coeur-gaine optique selon la loi de Snell-Descartes [1] (Fig. 1.1) et se propage sur toute la longueur de la fibre. Cependant seuls les rayons qui sont inclus dans un cône d'acceptance d'angle 2θ peuvent entrer dans la fibre, on parle alors d'ouverture numérique et elle est définie par :

$$ON = n_{ex} \sin(\theta) = \sqrt{(n_{co}^2 - n_{cl}^2)} \quad (1.2)$$

avec n_{ex} l'indice de réfraction du milieu extérieur.

La représentation de la propagation de la lumière dans la fibre au moyen de la théorie des rayons (Fig. 1.1) reste vraie pour des diamètres très supérieurs à la longueur d'onde, autrement seules les équations de Maxwell conviennent. Dans ce cas on ne parle plus de rayons qui se propagent dans la fibre mais de modes. Ceux-ci peuvent être perçus comme

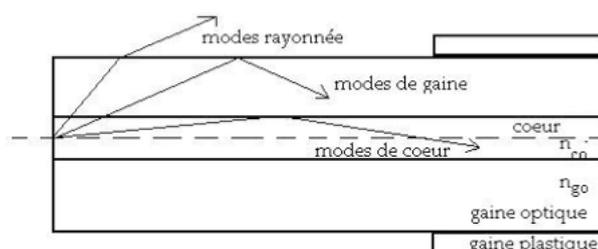


FIG. 1.1 – Propagation de rayon lumineux dans une fibre optique.

les différentes répartitions d'énergies possibles qui se propagent dans la fibre. Ces modes sont définis par leurs constantes de propagation β en lien avec leurs indices effectifs n_e . La figure 1.1 permet de représenter ces différents modes. Les modes compris dans l'ouverture numérique vont être guidés dans le coeur de la fibre, sinon ils le seront dans la gaine optique. On parle alors de modes de gaine. La troisième catégorie est représentée par les modes rayonnées qui ne seront pas guidés et sortiront de la fibre. Cependant les modes de gaine ne peuvent exister que si la gaine plastique a été retirée.

Il existe principalement deux types de fibres optiques [2] : les monomodes, dont le rayon de coeur ne permet le transport de l'énergie que par un seul mode (mode fondamental) ; et les multimodes, où plusieurs modes participent au transport de l'énergie. Ces deux types de fibres se différencient par leur fréquence normalisée V :

$$V = \frac{2\pi r_{co}}{\lambda} ON \quad (1.3)$$

avec λ la longueur d'onde.

La fibre est monomode si $V < 2.405$, au delà elle est multimode. Les fibres monomodes sont celles utilisées pour les télécommunications car elles présentent un minimum d'atténuation dans la bande télécom à $\lambda = 1550$ nm liée aux pertes par kilomètre. Elles permettent un plus grand confinement de la puissance dans le coeur, et par voie de conséquence une dispersion plus faible des impulsions optiques. Leur utilisation est donc très répandue, et leur prix réduit. Elles sont également très répandues pour, nous le verrons plus tard, l'inscription des réseaux à fibre (réseaux de Bragg).

Ces deux types de fibres sont réparties en plusieurs classes en fonction du profil de l'indice de réfraction du coeur [3]. On en distingue principalement deux qui sont les plus connues et

surtout les plus utilisées : le profil à saut d'indice (Fig. 1.2(a)), où la variation de l'indice à l'interface coeur-gaine optique est brutale et celui à gradient d'indice (Fig. 1.2(b)), où la distribution de l'indice varie de façon continu.

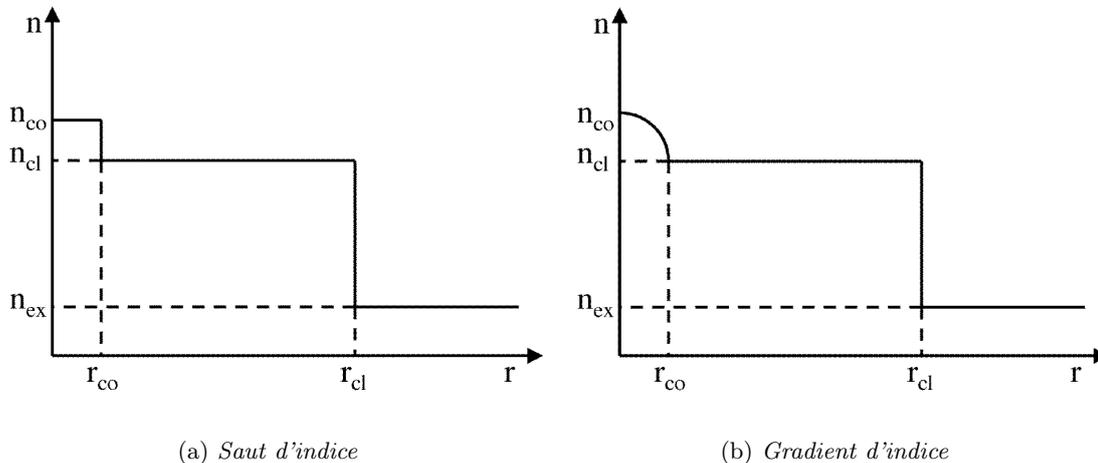


FIG. 1.2 – Différents profils d'une fibre optique monomode.

Il existe cependant d'autres types de profils plus exotiques tels que les profils en triangle ou exponentiel.

Un troisième type de fibre optique a fait son apparition depuis quelques années (1996) : les fibres à cristaux photoniques (PCF) et les fibres microstructurées [4]. La propagation de la lumière dans une fibre PCF ne s'explique plus à l'aide de la théorie des rayons ou des modes guidés, mais par le guidage (dans un coeur plein ou creux) par bande interdite photonique (PBG : *Photonic Band Gap*), phénomène observable dans les cristaux photoniques, tandis que pour une fibre microstructurée le guidage est réalisé (dans un coeur plein) par réflexion totale interne modifiée de la même façon que pour les fibres standards à saut d'indice. La figure 1.3(a) illustre le principe de propagation dans une fibre PCF, tandis que la figure 1.3(b) représente une coupe transverse d'une fibre micro-structurée.

1.1.2 Les réseaux de Bragg

La photo-inscription des réseaux de Bragg est principalement basée sur le phénomène de photosensibilité des fibres. Celle-ci, démontrée pour la première fois en 1978 [6], met en évidence le fait que les matériaux des fibres optiques (et par voie de conséquence leur indice de réfraction) sont sensibles à la lumière, notamment aux UV (fortes bandes d'absorption dans l'UV) mais aussi aux rayons X. Cependant, il fallut attendre 11 ans pour voir apparaître

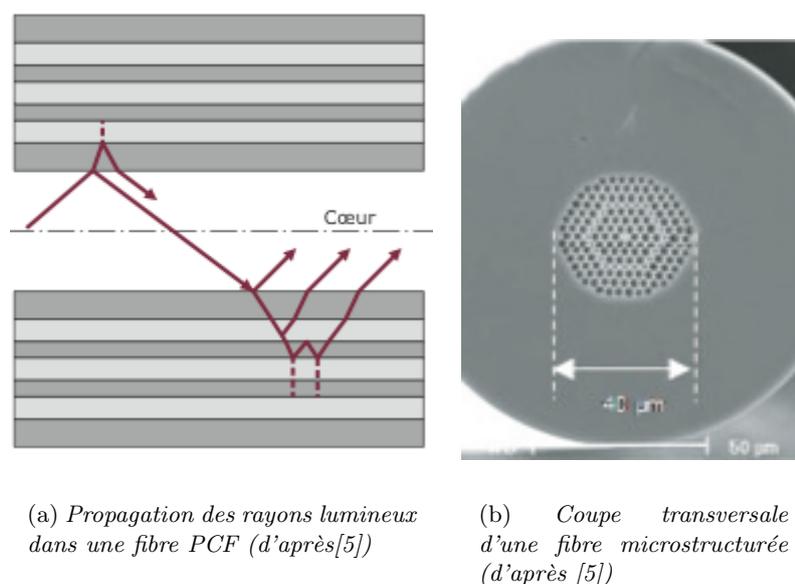


FIG. 1.3 – Principe des fibres optiques PCF et microstructurées.

la fabrication des premiers réseaux de Bragg [7] à l'aide d'un faisceau laser UV projeté perpendiculairement à la fibre (inscription holographique transverse). Mais le réel essor de ce type de réseau est encore plus récent [8, 9] et abonde par exemple à leur utilisation concrète comme transducteur dans des structures et les matériaux [10] dont nous ferons un inventaire par la suite.

Une fibre optique idéale est supposée sans défauts. Dans ces conditions, la lumière s'y propage suivant les lois de la réflexion, ou encore suivant différents modes de propagation définis par les équations de Maxwell. Cependant dans une fibre réelle des défauts intrinsèques à sa fabrication sont présents, en particulier dus à l'introduction de dopants. Ces défauts modifiant localement l'indice de réfraction vont perturber la propagation des modes. Ce sont des précurseurs potentiels au couplage de mode. C'est-à-dire qu'ils vont permettre qu'une partie de l'énergie, ou la totalité, soit échangée d'un mode à l'autre¹.

Ces précurseurs peuvent être d'origine naturelle (défauts intrinsèques à la fabrication de la fibre) ou non (défauts introduits volontairement). L'inscription d'une perturbation périodique de l'indice de réfraction (Fig. 1.4) va donc permettre de coupler les modes et ce de façon permanente et contrôlée. On appelle ainsi réseaux de Bragg, ces changements périodiques de l'indice de réfraction du coeur de la fibre [11]. Ils sont caractérisés entre autre

¹Le phénomène de couplage se produisant ici est similaire à ceux connus en mécanique (couplage entre pendules ou ressorts) ou en électricité (couplage par inductance).

par leur période Λ , leur longueur L et l'amplitude de la modulation induite δn . Il existe deux types de réseaux qui diffèrent suivant leur période mais également de par la nature du couplage de la lumière :

- les réseaux à pas courts (FBG : Fiber Bragg Grating), de périodes inférieures au micromètre.
- les réseaux à pas longs (LPG : Long-Period Grating), de périodes de l'ordre de plusieurs centaines de micron.

Les variations de l'indice de réfraction du coeur, entraînées par l'inscription d'un FBG ou d'un LPG, permettent donc le couplage d'énergie, ou encore le transfert de puissance, d'un mode à l'autre de façon différente. En considérant que le réseau est uniforme, le profil de l'indice de réfraction est généralement exprimé par :

$$n(z) = n_0 + \delta n \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \quad (1.4)$$

avec n_0 l'indice moyen, et z la position le long de la fibre.

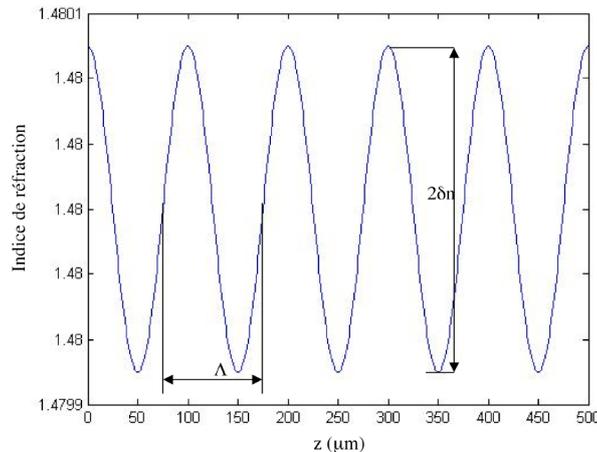


FIG. 1.4 – Profil de l'indice de réfraction d'un réseau de Bragg.

1.1.2.1 Les réseaux à pas courts : FBG (*Fiber Bragg Grating*)

Les FBG permettent de coupler la lumière du mode propagatif au mode contra-propagatif. Les réseaux à pas courts vont agir sur la lumière comme un miroir pour une bande spectrale autour d'une certaine longueur d'onde appelée longueur d'onde de Bragg et qui correspond à la longueur d'onde pour laquelle il y a accord de phase et donc couplage maximal entre les modes [12]. Par contre, le réseau reste transparent pour toutes les autres longueurs d'onde.

En effet, celles-ci n'étant pas en phases, elles vont interférer de façons destructives et seront donc transmises (Fig.1.5).

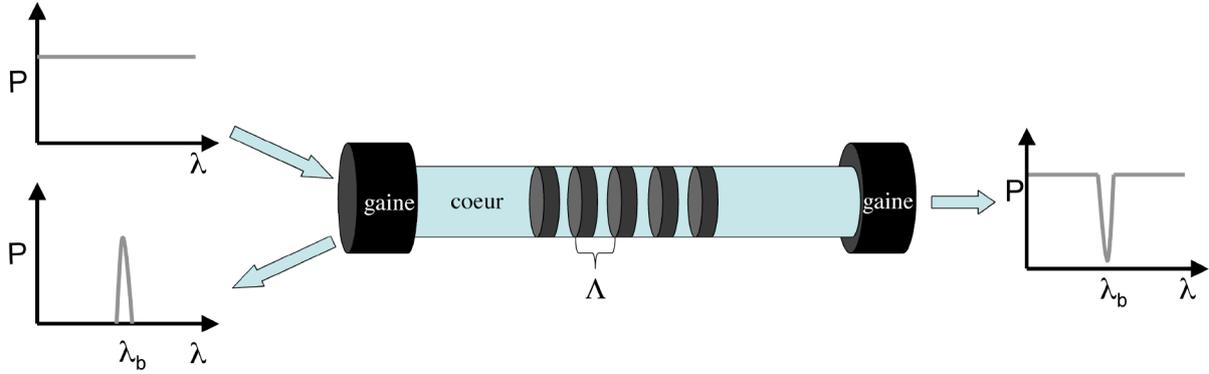


FIG. 1.5 – Réponse d'un réseau de Bragg à pas court.

La loi des réseaux relie le vecteur d'onde incident au vecteur d'onde diffracté par :

$$\vec{K}_i - \vec{K}_d = N\vec{G} \quad (1.5)$$

avec \vec{K}_i et \vec{K}_d les vecteurs d'onde incident et diffracté, \vec{G} le vecteur d'onde équivalent du réseau et N l'ordre du réseau. Ces vecteurs sont définis suivant l'axe longitudinal z de la fibre soit :

$$\vec{K}_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda}n_e \end{pmatrix} \quad \vec{K}_d = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -\frac{2\pi}{\lambda}n_e \end{pmatrix} \quad \vec{G} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2\pi}{\Lambda} \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

d'où en utilisant (1.6) dans (1.5) :

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{\lambda} (n_e + n_e) &= N \frac{2\pi}{\Lambda} \\ \Rightarrow \frac{2n_e}{\lambda} &= N \frac{1}{\Lambda} \\ \Leftrightarrow \lambda &= \frac{2n_e\Lambda}{N} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Dans le cas d'un FBG, le couplage s'effectue entre le mode guidé et le mode contra-propagatif, l'ordre de diffraction défini ici par N vaut donc 1. On obtient donc l'équation caractéristique d'un réseau de Bragg à pas court défini par [13] :

$$\boxed{\lambda_{bF} = 2n_e\Lambda} \quad (1.8)$$

Le spectre transmis sera donc comme celui montré par la figure 1.5. Celle-ci illustre la réponse d'un FBG lorsque tout un spectre lumineux est envoyé dans la fibre. Le réseau réfléchit une seule longueur d'onde. Le spectre transmis présente donc un pic d'absorption pour cette longueur d'onde. Celui-ci est défini par sa profondeur ou atténuation en $dBm = 10 \log(P/P_0)$ (avec $P_0 = 1$ mW) et sa largeur à mi-hauteur en nm.

Il existe d'autres types de réseaux à pas court qui diffèrent de part leur géométrie qui sont décrits après [14].

Réseaux à pas variable (chirpés) Ils présentent un pas de modulation d'indice continûment variable. D'après la condition d'accord de Bragg, le spectre d'un FBG peut être modifié en fonction de deux paramètres :

- l'indice effectif n_e ,
- la période du réseau Λ .

Il existe donc deux types de réseaux chirpés : ceux chirpés en amplitude, qui sont réalisés en faisant varier l'indice de réfraction en fonction de la longueur du réseau (à période constante) [15], et ceux chirpés en longueur d'onde et réalisés en modifiant la période du réseau [16]. Ceux-ci sont inscrits à l'aide d'un masque de phase et en courbant la fibre, la période du réseau est définie par [17] :

$$\Lambda(z) = \frac{\Lambda_0}{\cos(\theta)} \quad (1.9)$$

avec Λ_0 la période initiale du réseau non courbé et r le rayon de courbure imposé à la fibre.

Un réseau chirpé est donc réalisé en faisant varier ces deux paramètres suivant l'axe de la fibre [18]. La structure du réseau présentant une période variable, la réponse spectrale est élargie, ce qui permet ainsi de fabriquer des filtres large bande allant jusqu'à plusieurs dizaines de nanomètres, comme l'illustre la figure 1.6 pour une modulation de l'indice $\delta n = 10^{-5}$, mais aussi de compenser les effets de dispersion dans la fibre [19].

Réseaux tiltés L'inscription du réseau n'est plus réalisé perpendiculairement à la fibre, mais suivant un angle (voir Fig. 1.7). Le pas du réseau va être ainsi incliné suivant ce même angle. L'effet principal des réseaux de Bragg tiltés est de coupler le mode fondamental aux modes de gaines.

Réseaux de Moiré L'inscription superposée de deux réseaux de Bragg de périodes légèrement différentes conduit à un réseau de Moiré [21]. La superposition des deux réseaux

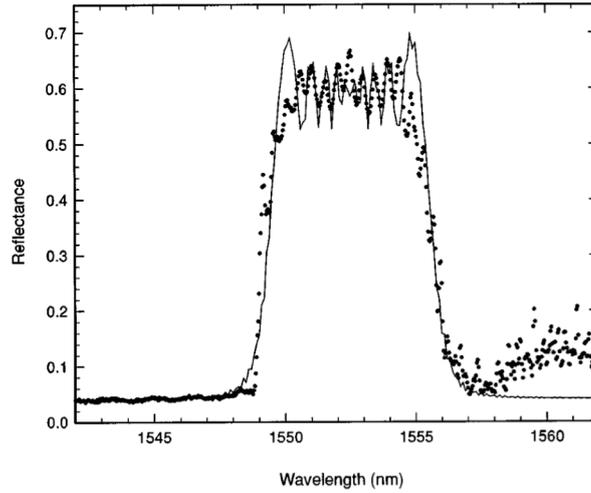


FIG. 1.6 – Spectre en réflexion d'un réseau de Bragg chirpé (d'après [17]). La courbe continue représente le spectre théorique, les pointillés le spectre expérimental.

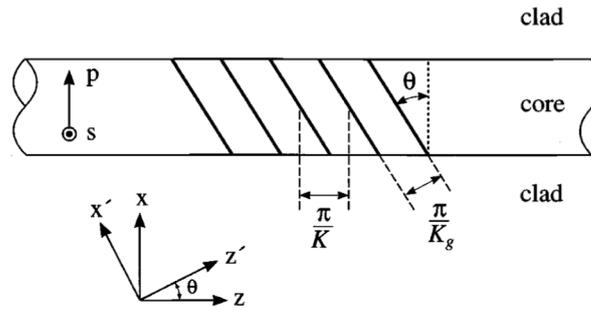


FIG. 1.7 – Réseau de Bragg tilté (d'après [20]).

donne naissance à un phénomène de battement dans la modulation de l'indice du coeur de la fibre qui est décrit par [22] :

$$n(z) = 2n_c(z) + 2\delta n(z) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_s}\right) \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda_c}\right) \quad (1.10)$$

avec $\Lambda_s = \frac{2\Lambda_{m1}\Lambda_{m2}}{\Lambda_{m1} + \Lambda_{m2}}$ et $\Lambda_c = \frac{2\Lambda_{m1}\Lambda_{m2}}{\Lambda_{m2} - \Lambda_{m1}}$ avec Λ_{m1} et Λ_{m2} les périodes du premier et second réseau inscrits.

La figure 1.8(a) représente la variation de l'indice de réfraction induite par la superposition des deux réseaux de Bragg et décrite par l'équation (1.10), tandis que la réponse spectrale d'une telle structure est illustrée par la figure 1.8(b).

L'intérêt principal d'un tel réseau réside dans la possibilité de réaliser des filtres en transmission non plus coupe-bandes, mais passe-bandes.

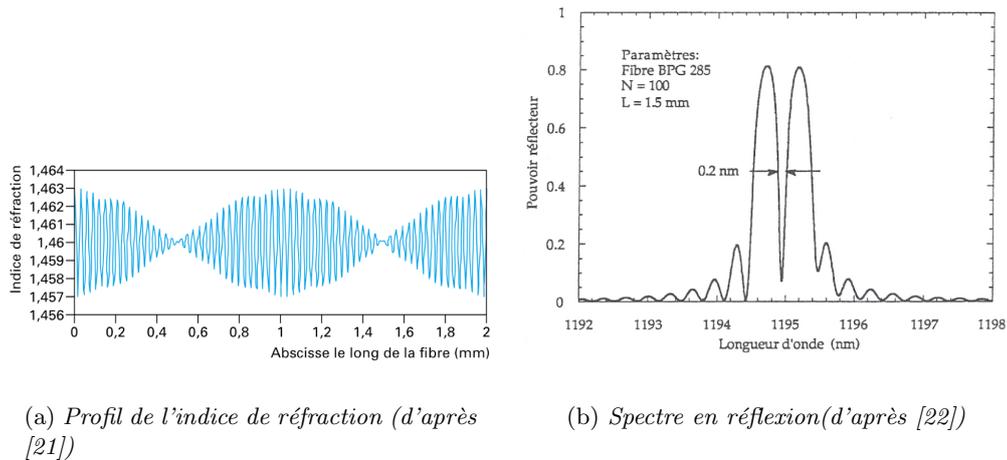


FIG. 1.8 – Réseaux de Moiré.

Réseaux à saut de phase L'introduction d'un saut de phase valant π dans la modulation de l'indice entraîne une réponse spectrale du réseau maximale (dans le spectre transmis) et extrêmement fine située au centre de la bande spectrale de Bragg (Fig.1.9). Cette rupture dans la périodicité du réseau place en opposition de phase le mode fondamental correspondant à la longueur d'onde centrale du réseau ; elles vont ainsi interférer de manière destructive.

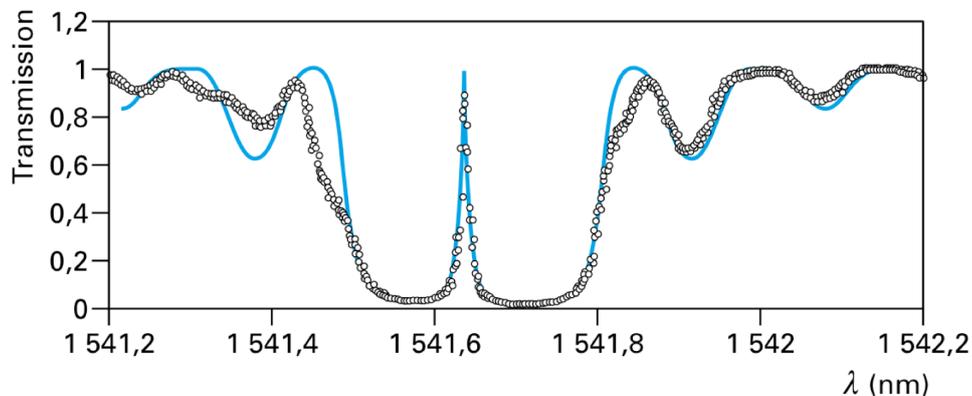


FIG. 1.9 – Réponse spectrale d'un réseau à saut de phase (d'après [14]). La courbe continue représente le spectre théorique, les pointillés le spectre expérimental.

1.1.2.2 Les réseaux à pas longs : LPG (*Long Period Grating*)

Les réseaux à pas longs (LPG) présentent une période Λ beaucoup plus importante que celle d'un FBG, typiquement de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ à 1 mm . Ils couplent le mode qui se propage dans le cœur aux modes de gaine co-propagatifs, par conséquent le spectre en transmission donne plusieurs bandes d'atténuations (Fig.1.10) qui correspondent à chaque couplage avec

un mode de gaine différent.

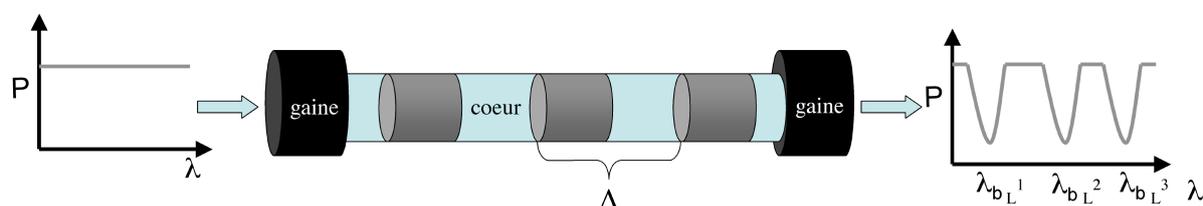


FIG. 1.10 – Réponse d'un réseau à pas long.

Par comparaison avec les FBG, un LPG présentera donc plusieurs longueurs d'onde de Bragg que l'on notera λ_{bL}^m , avec m l'ordre du mode de gaine. Pour l'exemple, la figure 1.11 illustre le spectre transmis d'un LPG.

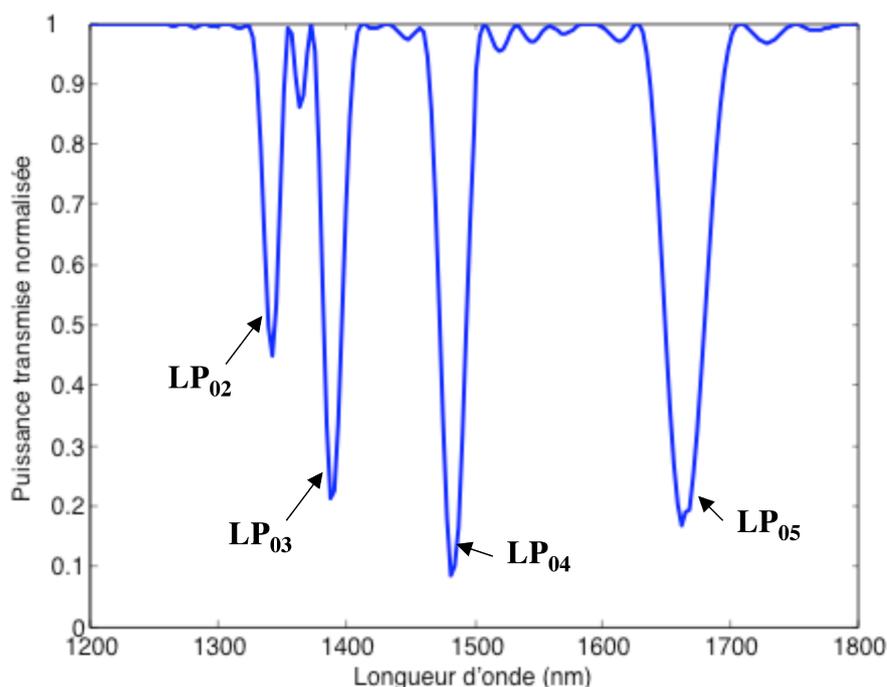


FIG. 1.11 – Spectre transmis d'un LPG.

Chaque résonance est notée sur la figure 1.11 par $LP_{02\dots05}$, correspondant à l'ordre du mode de gaine couplé. Ainsi les bandes situées dans les longueurs d'ondes élevées correspondent aux couplages avec les modes de gaines d'ordre les plus élevés, et réciproquement celles aux longueurs d'onde plus faibles correspondent aux modes d'ordre plus bas. L'étude théorique des réseaux longue période démontre que les contributions les plus significatives au couplage sont celles des modes LP_{0m} [23], les autres sont secondaires.

De la même façon que pour les FBG, en partant de la loi des réseaux (1.5), et en définissant les vecteurs d'ondes par :

$$\vec{K}_i = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda} n_{eco} \end{vmatrix} \quad \vec{K}_d = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2\pi}{\lambda} n_{ecl} \end{vmatrix} \quad \vec{G} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{2\pi}{\Lambda} \end{vmatrix} \quad (1.11)$$

d'où

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{\lambda} (n_{eco} - n_{ecl}) &= N \frac{2\pi}{\Lambda} \\ \Rightarrow \lambda_{bL} &= \frac{(n_{eco} - n_{ecl}) \Lambda}{N} \end{aligned} \quad (1.12)$$

avec n_{eco} et n_{ecl}^m l'indice effectif du mode de coeur et celui du mode de gaine d'ordre m . L'allure du spectre transmis, ainsi que la position des longueurs d'onde de Bragg sont donc étroitement liées, pour chaque mode de gaine d'ordre m , à la période par la condition d'accord :

$$\boxed{\lambda_{bL}^m = (n_{eco} - n_{ecl}^m) \Lambda} \quad (1.13)$$

Ces indices effectifs étant eux-mêmes des fonctions de la longueur d'onde, la longueur d'onde de Bragg pour chaque mode couplé peut facilement se calculer en traçant les variations des indices effectifs en fonction de la période du réseau, comme l'illustre la figure 1.12 pour les premiers modes de gaine couplés. Ainsi une variation dans la période du réseau induit une variation (déplacement) dans les longueurs d'onde de Bragg associées.

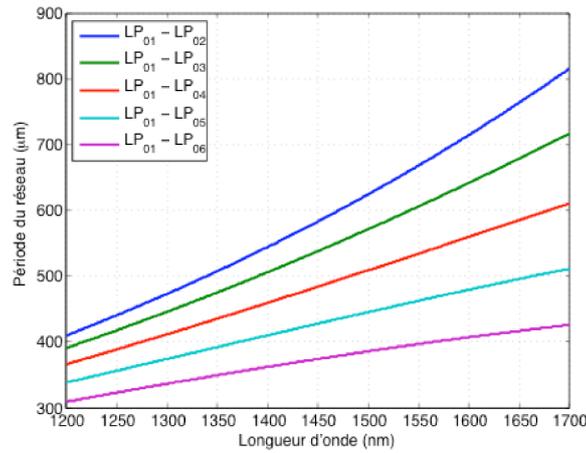


FIG. 1.12 – Période du réseau en fonction de la longueur d'onde suivant la différence des indices effectifs (pour chaque couplage du mode fondamental LP₀₁ au mode de gaine LP_{0m}).

D'autres études ont abouti à l'inscription de LPG de périodes supérieures au millimètre [24] donnant naissance à des structures ultra-longue (ULPG). Le spectre transmis d'un tel réseau est représenté sur la figure 1.13 pour différentes périodes de réseau allant de $350 \mu\text{m}$ à $2800 \mu\text{m}$. La figure permet de mettre en évidence la présence de plusieurs ordres de diffraction pour les périodes proches du millimètre dans des gammes de longueur d'onde assez proches.

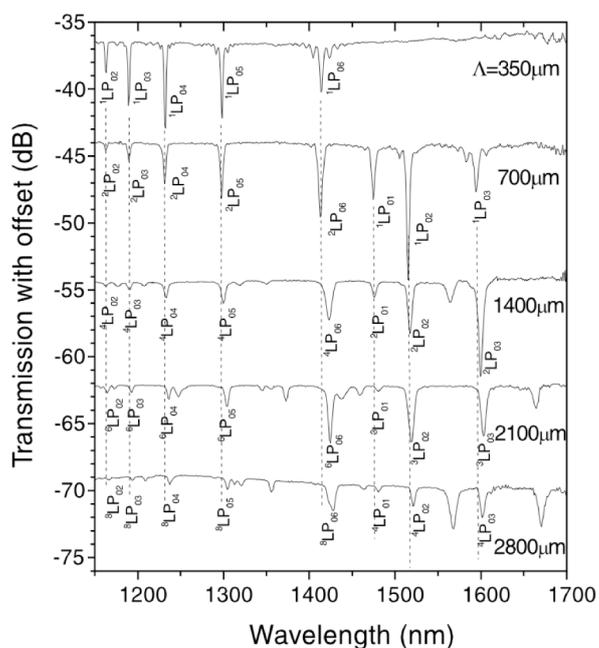


FIG. 1.13 – Spectre transmis d'un réseau ultra longue période (d'après [24]).

1.1.3 Capteurs à fibres optiques

Un capteur à fibre optique est un dispositif comprenant une fibre optique et dont la grandeur physique est mesurée par modification de la propagation de la lumière. Initialement les fibres optiques étaient couramment utilisées pour réaliser des composants optiques (tels que des filtres ou coupleurs). Cependant l'inconvénient majeur de ces dispositifs réside dans leur sensibilité à l'environnement autour du composant. Par voie de conséquence le domaine des capteurs à fibre optique est réellement né des études qui ont porté sur la réduction de la sensibilité du composant aux paramètres extérieurs.

Un capteur à fibre optique présente une structure comprenant [25] :

- une source de lumière,
- une fibre optique,
- un transducteur,
- un ou des composants optiques complémentaires,

- un récepteur,
- une chaîne d'analyse et de traitement de l'information,
- un circuit d'alimentation.

Les capteurs à fibre optique présentent d'importants avantages par rapport aux transducteurs plus conventionnels, par exemple :

- la plage de grandeurs mesurables (température, pression, position, vibration, déformation, niveau de fluide, de flux, ...),
- l'insensibilité aux champs électromagnétiques et à la corrosion,
- leur petite taille, faible poids,
- leur souplesse d'utilisation,
- la densité d'information qu'ils peuvent transmettre.

Tous ces avantages rendent ainsi possible des mesures dans des milieux tels les atmosphères humides, chimiquement réactives et corrosives ou encore partout où les risques d'explosion existent. Malheureusement ces capteurs sont généralement sensibles à plusieurs grandeurs, notamment la température et la déformation. Il faut aussi prendre en compte les difficultés de connexions qui induisent des contraintes de conception importantes, notamment lorsque les capteurs sont directement intégrés dans les structures à contrôler. Enfin le prix de ces dispositifs reste plus élevé que celui des capteurs traditionnels. Actuellement, les capteurs à fibres optiques permettent de mesurer la plupart des grandeurs physiques et de détecter un grand nombre d'espèces chimiques.

La fibre optique étant fragile à l'endroit où se situe le réseau de Bragg (puisque la gaine mécanique est retirée pour la gravure, sauf dans le cas de FBG gravé sur tour de fibrage et ceux réalisés avec un laser femto-seconde), il est parfois utilisé un regainage pour la protéger. Cependant celui-ci est également sensible à la température aussi bien qu'à la déformation, et ne transmet pas correctement les sollicitations [26]. Les matériaux utilisés pour ce genre de revêtement sont en polyacrylate ou en polyimide. Le polyacrylate commence à se ramollir vers 150°C, alors que le polyimide est stable jusqu'à 600°C pour de courtes périodes, et 300°C pour de longues périodes d'utilisation [27]. Il existe également des revêtements métalliques en or (600°C) ou en Nickel-Chrome (800°C).

Les capteurs à fibre optique sont de deux types : les capteurs intrinsèques, pour lesquels le transducteur est la fibre optique, et ceux extrinsèques où au contraire le transducteur n'est pas la fibre optique. En réalité en fonction de l'approche considérée, il existe cinq façons différentes de les classer suivant [25] :

- le type de mesure réalisé par le capteur,

- le lieu d'action de la mesure,
- le mode d'interaction,
- l'effet physique détecté et la grandeur mesurée,
- le type de modulation de la lumière.

Une réelle définition du type de capteur devrait en tout état de cause faire apparaître l'ensemble de ces classifications. Cependant, afin de présenter les capteurs à réseaux de Bragg et de les comparer aux autres types de capteurs nous pouvons, sans être trop restrictifs, nous limiter à la classification suivant le lieu d'action de la mesure.

Capteurs extrinsèques Les capteurs extrinsèques sont donc des capteurs pour lesquels la fibre optique constitue le moyen de propagation de la lumière mais pas la partie transducteur du capteur. Les plus performants sont composés d'interféromètres type Fabry-Pérot, qui analysent les interférences entre les réflexions de Fresnel au bout de la fibre et une autre surface réfléchissante externe. Les capteurs à interféromètres Fabry-Pérot ont l'avantage de pouvoir détecter de très faibles variations, cependant leur sensibilité peut être fortement altérée en fonction de la qualité du réflecteur externe. La figure 1.14 illustre un capteur extrinsèque de type interféromètre Fabry-Pérot pour la mesure de la déformation. Il est composé de deux fibres optiques proche l'une en face de l'autre et placées dans un tube capillaire. Les réflexions à chaque extrémités forment ainsi la cavité Fabry-Pérot. Pour éviter les réflexions parasites l'extrémité opposée d'une des deux fibres est généralement coupée suivant un angle.

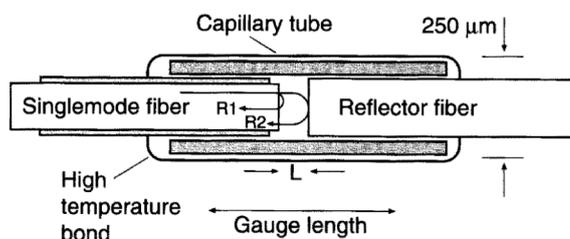


FIG. 1.14 – Capteur de déformation de type interféromètre Fabry-Pérot.

Capteurs intrinsèques Les capteurs intrinsèques sont principalement constitués des capteurs à réseaux de Bragg. L'avantage majeur de ce type de capteur est la possibilité de pouvoir distribuer (démultiplier) plusieurs réseaux sur la même fibre en faisant varier leurs périodes. Nous avons déjà vu qu'un réseau de Bragg est une perturbation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre, et que cette perturbation entraîne des réflexions dont la longueur d'onde dépend de la période du réseau inscrit. Toute modulation du cœur et de la gaine modifient les propriétés de la réponse spectrale des réseaux, et ce phénomène

peut conduire à une utilisation des réseaux de Bragg à des fins de capteurs. De plus, concernant les réseaux longues périodes, les modes de gaine interagissent avec la gaine plastique ou tout autre matériaux entourant la gaine optique, les changements dans les propriétés de ces matériaux peuvent donc être également détectés.

Les réseaux de Bragg peuvent également constituer un interféromètre de type Fabry-Pérot (intrinsèque) où la cavité est réalisée par deux réseaux juxtaposés.

1.1.4 Du réseau de Bragg... vers le transducteur

Toute sollicitation appliquée sur le réseau va modifier ses caractéristiques intrinsèques (indice effectif n_e et longueur d'onde λ_b). Ces modifications vont engendrer une réponse spectrale différente de la réponse initiale du réseau. Il ne reste plus qu'à mesurer la différence observée dans le spectre transmis pour connaître la modification apportée par le milieu. Nous présentons ici les sensibilités des réseaux de Bragg aux principales sollicitations.

1.1.4.1 Sensibilité à la température

Partant de la condition d'accord d'un LPG donnée précédemment (1.13) : $\lambda_{b_L^m} = (\delta n_{e^m})\Lambda$ avec $\delta n_{e^m} = n_{e_{co}} - n_{e_{cl}^m}$, on applique une différence de température sur le réseau, les longueurs d'ondes de résonances d'ordre m vont être modifiées, en différentiant (1.13) :

$$\frac{d\lambda_{b_L^m}}{dT} = \frac{d(\delta n_{e^m})}{dT}\Lambda + \delta n_{e^m} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (1.14)$$

$$= \frac{d(\delta n_{e^m})}{dT} \frac{\lambda_{b_L^m}}{\delta n_{e^m}} + \frac{\lambda_{b_L^m}}{\Lambda_L} \frac{d\Lambda_L}{dT} \quad (1.15)$$

d'où

$$\frac{\Delta\lambda_{b_L^m}}{\lambda_{b_L^m}} = \left(\frac{1}{\delta n_{e^m}} \frac{d(\delta n_{e^m})}{dT} + \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \right) \Delta T \quad (1.16)$$

soit

$$\Delta\lambda_{b_L^m} = K_{T_L^m} \Delta T \quad (1.17)$$

avec la sensibilité thermique donnée par :

$$K_{T_L^m} = \lambda_{b_L^m} (\xi' + \alpha) \quad (1.18)$$

ξ' correspond au coefficient opto-thermique et α est le coefficient de dilatation thermique du milieu.

Le premier terme de l'équation (1.16) est la contribution apportée par le milieu. Il est relié à la différence de changements de l'indice effectif entre le mode de cœur et le mode de gaine d'ordre m . Cette contribution dépend ainsi fortement de la composition du matériau. Lors d'un couplage avec des modes de gaine d'ordres bas (c'est-à-dire pour des réseaux de $\Lambda > 100\mu m$), ces effets du matériau sont dominants. Par contre, lors d'un couplage avec les modes de gaine d'ordre élevé, les effets dus au matériau peuvent être négligés [28].

Le second terme de l'équation (1.16) est la contribution due à la structure périodique, elle est le résultat des changements dans la période du réseau. Lors d'un couplage avec les modes de gaine d'ordre bas, la quantité $\frac{d\Lambda}{dT}$ est positive. Alors qu'elle devient négative si le couplage se fait avec des modes de gaine d'ordres élevés.

Ainsi par un choix judicieux de la période du réseau à pas long il est possible de compenser les deux contributions et d'obtenir un capteur indépendant de la température. La figure 1.15 représente le décalage en longueur d'onde du spectre en transmission d'un LPG soumis à une variation de température.

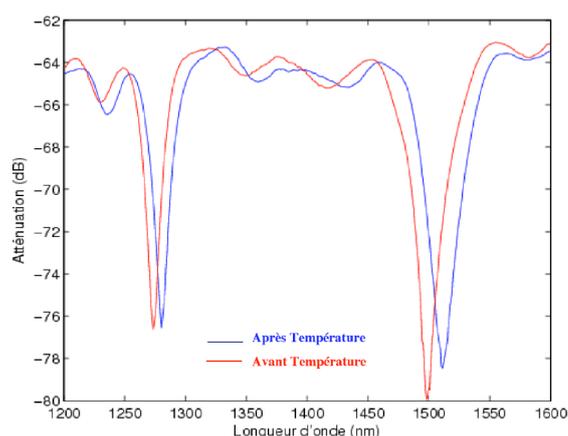


FIG. 1.15 – Spectre d'un LPG soumis à une variation de température.

De la même façon pour le FBG, nous avons vu précédemment que la longueur d'onde de Bragg est donnée par (1.8) $\lambda_{b_F} = 2n_e\Lambda$. Si une variation de température est appliquée les paramètres du réseau vont être modifiés, l'équation (1.8) est donc respectée pour une autre

longueur d'onde. Le pic de résonance va donc être déplacé suivant :

$$\frac{d\lambda_{b_F}}{dT} = 2\Lambda \frac{dn_e}{dT} + 2n_e \frac{d\Lambda}{dT} \quad (1.19)$$

$$= \lambda_{b_F} \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dT} + \lambda_{b_F} \frac{1}{\Lambda} \frac{d\Lambda}{dT} \quad (1.20)$$

soit

$$\Delta\lambda_{b_F} = \lambda_{b_F} [\alpha + \xi] \Delta T \quad (1.21)$$

$$= K_{T_F} \Delta T \quad (1.22)$$

Le premier terme de l'équation (1.20) représente la contribution due au matériau, il indique un changement de structure du milieu [29]. Le deuxième terme représente quant à lui la contribution due au réseau et indique un changement dans la période Λ , il correspond au coefficient de dilatation thermique de la structure périodique. La figure 1.16 représente le décalage en longueur d'onde d'un FBG soumis à une variation de température.

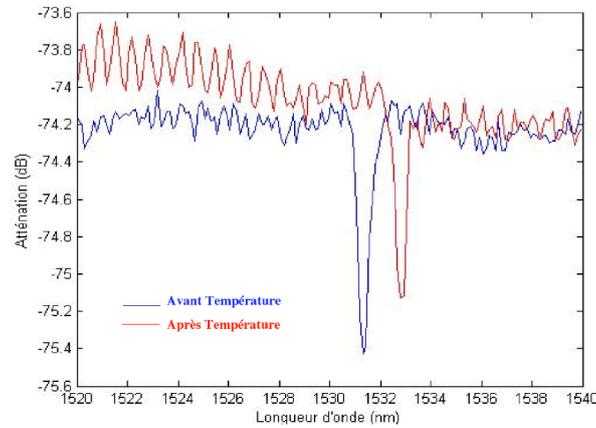


FIG. 1.16 – Spectre d'un FBG soumis à une variation de température.

Pour une fibre germanosilicate standard, la sensibilité en température d'un LPG varie autour de

$$K_{T_L} = 40 \text{ pm}/^\circ\text{C}$$

tandis que celle d'un FBG à 1550 nm est de l'ordre de [29] :

$$K_{T_F} = 12 \text{ pm}/^\circ\text{C}$$

1.1.4.2 Sensibilité à la déformation

La sensibilité d'un LPG suivant une déformation axiale est donnée en différenciant (1.13) de la même façon que précédemment [30] (l'ordre de couplage est omis pour simplifier) :

$$\frac{d\lambda_{b_L}}{d\varepsilon} = \Lambda \frac{d(\delta n_e)}{d\varepsilon} + \delta n_e \frac{d\Lambda}{d\varepsilon} \quad (1.23)$$

or

$$d\varepsilon = \frac{d\Lambda}{\Lambda} \quad (1.24)$$

d'où

$$\frac{d\lambda_{b_L}}{d\varepsilon} = \frac{\lambda_{b_L}}{\delta n_e} \frac{d(\delta n_e)}{d\varepsilon} + \delta n_e \Lambda \quad (1.25)$$

soit

$$\Delta\lambda_{b_L} = \lambda_{b_L} \left(1 + \frac{1}{\delta n_e} \frac{d(\delta n_e)}{d\varepsilon} \right) \Delta\varepsilon \quad (1.26)$$

ou encore

$$\Delta\lambda_{b_L^m} = K_{\varepsilon_L^m} \Delta\varepsilon \quad (1.27)$$

$$= K_{\varepsilon_L^m} \varepsilon \quad (\text{car } \Delta\varepsilon = \varepsilon - 0) \quad (1.28)$$

avec

$$K_{\varepsilon_L^m} = (1 - P'_e) \lambda_{b_L^m} \quad (1.29)$$

P'_e représente le coefficient photo-élastique. Encore une fois la sensibilité comprend les effets dus au matériau par photo-élasticité et ceux dus à la structure périodique par déformation mécanique physique. Pour une période $\Lambda > 100 \mu m$, la contribution du matériau est négative, alors que la contribution du réseau est, elle, positive. Pour une période $\Lambda < 100 \mu m$, les deux contributions sont négatives.

Un choix judicieux dans la période peut donc amener à avoir une sensibilité à la déformation négative, positive ou même pratiquement nulle. A titre d'exemple, un réseau de période $\Lambda = 340 \mu m$ à une sensibilité de $0.04 pm/\mu\varepsilon$ [28], tandis que pour un réseau de $\Lambda = 40 \mu m$, la sensibilité est de $-2.2 pm/\mu\varepsilon$. La figure 1.17 représente le décalage en longueur d'onde du spectre transmis d'un LPG soumis à un étirement mécanique.

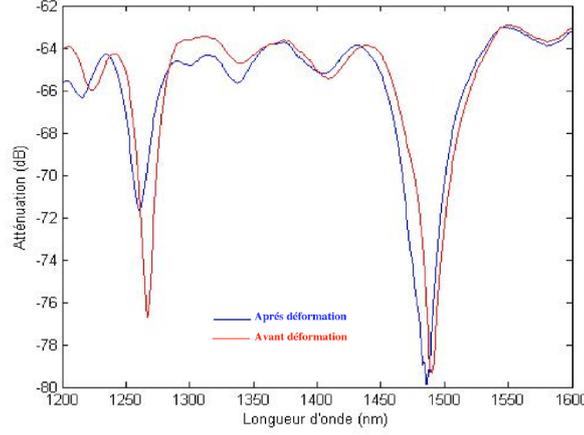


FIG. 1.17 – Spectre d'un LPG soumis à une déformation.

De la même façon si on applique une déformation sur un FBG :

$$\frac{d\lambda_{bF}}{d\varepsilon} = 2n_e \frac{d\Lambda}{d\varepsilon} + 2\Lambda \frac{dn_e}{d\varepsilon} \quad (1.30)$$

d'où

$$\Delta\lambda_{bF} = \left[2n_e\Lambda + \frac{\lambda_{bF}}{n_e} \frac{dn_e}{d\varepsilon} \right] \varepsilon \quad (1.31)$$

$$= \lambda_{bF} \left(1 + \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{d\varepsilon} \right) \quad (1.32)$$

soit

$$\Delta\lambda_{bF} = K_{\varepsilon F} \varepsilon \quad (1.33)$$

avec $K_{\varepsilon F} = (1 - P_e)\lambda_{bF}$ et $P_e = -\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{d\varepsilon}$. Les sensibilités pour un FBG de longueur d'onde de Bragg de 1550 nm sont [31] :

$$\Delta\lambda_{bF} = 1.1 pm/\mu\varepsilon$$

La Fig.1.18 représente le spectre transmis d'un FBG soumis à un étirement mécanique.

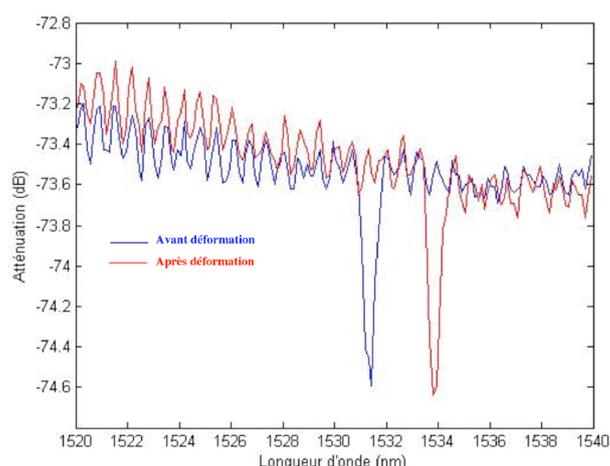


FIG. 1.18 – Spectre d'un FBG soumis à une déformation.

Le tableau 1.2 résume les sensibilités à la température et à la déformation des réseaux de Bragg inscrits dans une fibre dopée germanium. Il permet de mettre en évidence leur différence, notamment pour la sensibilité à la déformation ; négative pour les LPG.

	LPG	FBG
K_T (pm/°C)	40	12
K_ε (pm/ $\mu\varepsilon$)	0.04 $\Lambda = 40\mu m$	-2.2 $\Lambda = 340\mu m$

TAB. 1.2 – Sensibilités des réseaux de Bragg à la température et à la déformation.

1.1.4.3 Sensibilité à l'indice de réfraction

La sensibilité à l'indice de réfraction provient de la condition d'accord de Bragg qui dépend de l'indice effectif des modes de gaines, dans le cas où il y en a (LPG, FBG tilté), qui est une fonction de l'indice de réfraction extérieur [32] ou SRI (Surrounding Refractive Index). Les modes de gaines étant plus proches de l'interface gaine-milieu extérieur, ils vont donc être plus facilement modifiés suite à une perturbation du milieu extérieur.

Si le SRI est inférieur à l'indice de réfraction de la gaine optique n_{cl} , les modes de gaines sont maintenus guidés dans la gaine optique. La sensibilité provient des ondes évanescentes et conduit à une forte atténuation des bandes de résonances. Le décalage en longueur d'onde est négatif, c'est-à-dire vers les courtes longueurs d'onde et ce d'autant plus que l'indice externe se rapproche de la valeur de l'indice de la gaine optique [33]. La figure 1.19 montre la variation du pic de résonance d'un LPG en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur.

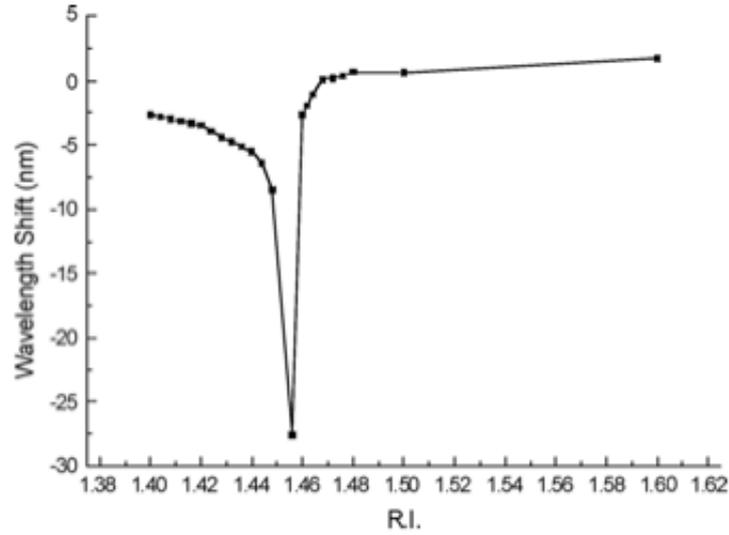


FIG. 1.19 – Variation de la longueur de résonance d'un LPG en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur noté RI dans le texte (d'après [34]).

Lorsque le SRI est égal à l'indice de réfraction de la gaine, celle-ci est considérée comme étant infinie, le spectre transmis ne présente aucune atténuation, mais seulement des pertes dues au couplage avec les modes rayonnés [35]. Si l'indice de réfraction du milieu externe est supérieur à celui de la gaine optique, la sensibilité au SRI est clairement réduite. Les pics de résonance ne proviennent plus d'un couplage avec les modes de gaines, puisque la gaine n'agit plus comme un guide d'onde, mais de modes de gaines atténués [36] appelés modes de fuites ou modes à pertes, qui proviennent des réflexions de Fresnel. La sensibilité au SRI est également possible pour un FBG si celui-ci présente une géométrie tiltée (inclinée), qui permet d'avoir un couplage avec les modes de gaine.

La sensibilité à l'indice de réfraction dépend également du diamètre de la gaine [37]. Si celui-ci diminue, la puissance optique des ondes évanescentes des modes de gaine augmente dans le milieu extérieur [38] et la sensibilité se trouve grandement améliorée.

Nous avons introduit les sensibilités des réseaux de Bragg aux sollicitations courantes. Cependant, un réseau de Bragg est sensible à toutes les sollicitations qui lui sont appliqués et sa longueur d'onde de Bragg varie comme :

$$\Delta\lambda_b = K_T\Delta T + K_\varepsilon\varepsilon + K_{RI}RI + K_P\Delta P + \dots \quad (1.34)$$

avec RI la notation de l'indice de réfraction et P celle de la pression. Pour remonter à l'une de ces grandeurs, il est donc nécessaire d'isoler le transducteur et de pouvoir les découpler.

1.2 Mesures et Applications

1.2.1 Techniques et mesures des grandeurs

1.2.1.1 Multiplexage

L'atout majeur des réseaux de Bragg repose dans leur grande capacité de mesures multiples en ligne. Dans la plupart des applications, le capteur est multiplexé afin de pouvoir réaliser des mesures distribuées. En effet, un grand nombre de capteurs peuvent être interrogés en utilisant seulement une seule source et un seul récepteur, ou bien encore en utilisant une des quatre techniques de multiplexage :

- multiplexage temporel (TDM : *Time Division Multiplexing*)
- multiplexage en fréquence (FDM : *Frequency Division Multiplexing*)
- multiplexage en longueur d'onde (WDM : *Wavelength Division Multiplexing*)
- multiplexage spatial (SDM : *Spatial Division Multiplexing*)

Nous invitons le lecteur intéressé par les techniques de mesures et de multiplexages autres que celles utilisant les réseaux de Bragg (OCT, OLCR, réflectométrie sur fibre) à se reporter à l'article de Ferdinand [39].

Multiplexage temporel Le multiplexage temporel (TDM) requiert l'utilisation d'une source pulsée. Par exemple dans [40] chaque pulse fait 10 ns. La réponse de chacun des réseaux peut être séparée en mesurant le temps de parcours de la lumière. Cependant l'écart entre deux réseaux successifs doit au minimum être de la distance parcouru par la lumière en un pulse pour éviter les recouvrements des réponses. L'avantage d'un tel système est la possibilité de multiplexer un grand nombre de capteurs sans se soucier de la fenêtre spectrale de chacun d'entre eux. Cependant le rapport signal sur bruit est très faible si bien que les incertitudes sur les mesures peuvent s'avérer être relativement importantes (typiquement d'un facteur 10 par rapport aux mesures WDM). Pour réduire ces incertitudes il est possible d'interroger le réseau par deux longueurs d'ondes, qui sont choisies de part et d'autres de la longueur d'onde de Bragg. Les perturbations mesurées par le réseau vont correspondre à un changement de l'intensité transmise aux deux longueurs d'ondes, l'une va augmenter tandis que l'autre diminuer.

Multiplexage en fréquence Le multiplexage en fréquence nécessite l'utilisation d'une source laser accordable pour identifier des réseaux de Bragg distribués identiques. La source est modulée périodiquement en fréquence puis dirigée sur les capteurs au travers d'un coupleur. Ce type de multiplexage est très efficace pour les FBG puisque le signal de référence

issu du coupleur interfère avec le signal réfléchi par chaque FBG. Un système électronique permet, en fin de chaîne, de séparer chaque signaux provenant de chaque réseaux.

Multiplexage en longueur d'onde Les systèmes d'interrogation des capteurs à réseau de Bragg basés sur les techniques de multiplexage en longueur d'onde (WDM) sont composés en général d'une source large bande qui interroge le système, et d'un détecteur qui va recevoir le signal. Les réseaux de Bragg étant multiplexés en longueur d'onde et la source couvrant un large spectre de longueurs d'ondes, il va donc être possible de séparer chaque signal correspondant à chaque réseaux de Bragg. On peut également utiliser une source accordable, mais le temps de mesure du spectre entier peut s'avérer être très long.

Il faut toutefois noter que les longueurs d'onde de chaque réseau doivent être fenêtrées, c'est-à-dire que chacune d'entre elles doit être comprise dans une plage spectrale distincte. Cette plage spectrale doit être suffisamment grande pour éviter tout recouvrement entre les différents signaux des différents réseaux de Bragg, le nombre de réseaux dépend donc principalement de la largeur de la bande spectrale de la source. Typiquement, il est possible de multiplexer jusqu'à 40 FBG [41], et ce sur la même fibre.

Multiplexage spatial Le multiplexage spatial (SDM) est un système assez simple : en effet, il consiste à séparer la lumière, typiquement à l'aide d'un coupleur ou de switch optique, pour plusieurs fibres optiques présentant un ou plusieurs capteur(s). La lumière transmise (ou réfléchi) est ensuite dirigée sur des récepteurs en nombre égal à celui des fibres optiques utilisées. On peut également faire du séquentiel et n'utiliser qu'un seul récepteur. Cette technique, lourde en matériel, présente l'avantage de n'avoir aucune interférence entre les différents capteurs. Il est donc possible d'utiliser plusieurs réseaux de Bragg présentant les mêmes longueurs d'onde. Cette technique est extrêmement efficace si elle est couplée avec un multiplexage en longueur d'onde (WDM).

1.2.1.2 Mesure et démultiplexage

La mesure de la réponse spectrale des capteurs à réseaux de Bragg va avoir une influence sur la résolution et l'incertitude de mesure du capteur développé. Suivant le nombre de réseaux distribués et la dynamique de mesure recherchée les systèmes vont varier.

On distingue jusqu'à 6 catégories principales de technique de mesures d'un réseau de Bragg qui sont classés en deux familles suivant l'endroit où se situe la lecture :

- démodulation par la source,
- démodulation par le récepteur,

Démodulation par la source Une source accordable est une source laser, accordable (de grande finesse), de pas picométrique et de grande puissance. L'utilisation d'une telle source offre la possibilité d'échantillonner en longueur d'onde, ce qui permet d'une part, de démultiplexer les réseaux de Bragg, et d'autre part, de mesurer le déplacement en longueur d'onde de chaque réseau. Ainsi, on peut balayer continûment une grande gamme de longueur d'onde. Dans ce cas, le démultiplexage s'effectue au niveau de la source et non au niveau du récepteur. Pour la réception du signal, on peut utiliser un photodétecteur. Cependant, la contrainte de ce système provient de la source qui doit être suffisamment fine (c'est-à-dire avoir une résolution en longueur d'onde la plus faible possible) et accordable sur un grand domaine de longueur d'onde. De plus, la vitesse de balayage spectrale de ces systèmes est lente et rend une mesure continue pratiquement impossible.

Démodulation par le récepteur La démodulation s'effectue au niveau du récepteur si l'on utilise une source large bande dans l'intégralité de son spectre en entrée. En effet, ce type de dispositif nécessite d'avoir en sortie un élément dispersif de type réseau de diffraction (associé à un spectromètre) ou un interféromètre.

Le spectromètre est le plus adapté pour la lecture des réseaux de Bragg, il permet d'observer parfaitement la réponse spectrale de chaque réseaux. Celle-ci peut également être suivie par balayage spectral en utilisant un filtre à réseau de Bragg tilté qui va filtrer la réponse des réseaux de Bragg puis mesurer avec des photodiodes le signal transmis. Il est encore possible d'utiliser un interféromètre de type Mach-Zehnder, Michelson ou encore Fabry-Pérot.

Chacune de ces techniques tente d'optimiser la résolution des mesures de la réponse des capteurs ainsi que la fréquence d'acquisition des signaux. L'analyse par interféromètre de type Fabry-Pérot donne les meilleurs résultats, cependant suivant les dynamiques recherchées, elle ne pourra permettre le suivi de plusieurs réseaux multiplexés.

1.2.2 Domaines d'applications des capteurs à fibres optiques

L'utilisation des fibres en tant que capteur est depuis longtemps employée, notamment dans les milieux hostiles (centrales nucléaires, réacteur chimique, ...) et pour certaines applications nécessitant de connaître l'information avec une grande rapidité, et ce pour de nombreuses grandeurs physiques telles que :

- la température,
- la contrainte (déformation, torsion),
- la pression,
- la vitesse et le niveau d'un fluide,

- la tension,
- le courant électrique,
- la position et la vitesse d'un objet.

L'utilisation d'un réseau de Bragg en tant que transducteur présente l'avantage des capteurs à fibres optiques d'une taille très réduite, ainsi que la possibilité de transporter l'information sur de très longues distances sans utiliser d'électricité. Ces réseaux sont très performants lorsqu'il s'agit de la mesure d'une seule sollicitation et de nombreux systèmes sont proposés sur le marché. Par contre les mesures sont beaucoup plus délicates lorsque plusieurs sollicitations sont appliquées aux réseaux (par exemple la température et la déformation). Dans bien des cas, les solutions envisagées consistent à utiliser un réseau par grandeur mesurée, tout en rendant les autres insensibles à cette grandeur. Le découplage entre plusieurs sollicitations tend donc à être réalisé en multipliant le nombre de capteurs tout en les protégeant, et peu de dispositifs proposent un découplage intrinsèque réellement efficace.

1.2.2.1 Le génie civil

L'utilisation des capteurs à réseaux de Bragg dans les infrastructures ont connus un très fort développement depuis leur première application en 1995 pour la surveillance de la structure d'un pont [42] qui utilisait pour la première fois des haubants en composite en remplacement de ceux en acier afin de résoudre les problèmes de corrosion.

L'utilisation de capteurs à réseaux de Bragg dans de telles structures est aujourd'hui couramment appliquée pour la surveillance de pont de plus grande ampleur, comme par exemple le pont Tsing-Ma en chine [43], qui reste à ce jour le pont suspendu le plus long au monde. Leur taille, plus que réduite au vu des dimensions d'un pont, permet de pouvoir intégrer ce type de capteur sans pour autant en affecter l'intégrité; et ainsi de mesurer la déformation en de nombreux points clés de la structure [44]. Cependant, l'utilisation d'une référence pour la température est nécessaire afin de discriminer correctement le signal reçu.

D'autres systèmes ont également été développés pour le suivi en temps réel des mouvements de terrain lors de forages de tunnel ou bien de mines [45, 46]. Ces systèmes présentent l'avantage de pouvoir travailler dans ces milieux dangereux sans risque d'interférences électromagnétiques générées par les engins de forages, contrairement aux capteurs électriques traditionnels.

1.2.2.2 Les installations électriques

Les mesures de champs électrique et magnétique se prêtent également à des mesures par fibres optiques pour plusieurs raisons. La fibre optique est un excellent isolant et peut être

utilisée à haut potentiel sans risque de décharge avec la terre. Elle est insensible aux champs électromagnétiques perturbateurs et sa petite taille permet de concevoir des capteurs légers et non-encombrants. On peut les regrouper en deux catégories :

- Les capteurs de courant supportés par un isolateur composite,
- Les capteurs de tension qui sont montés sur des structures isolantes.

Capteurs de courant Les capteurs optiques de courant reposent essentiellement sur l'effet Faraday, selon lequel certains milieux placés dans un champ magnétique acquièrent un pouvoir rotatoire magnétique. Dans ces conditions, lorsqu'une lumière polarisée rectilignement se propage parallèlement au champ, sa polarisation subit une rotation proportionnelle à la longueur du trajet parcouru dans le milieu et au champ magnétique appliqué. La caractérisation de l'angle de rotation donne directement la valeur du courant appliqué [47, 48].

Capteurs de tension Les capteurs de tension reposent, eux, sur l'effet Pockels [49] : lorsque certains cristaux sont exposés à un champ électrique, ils changent de propriétés de réfraction, c'est l'effet Pockels. De manière similaire à l'effet Faraday, on observe une modulation de la polarisation de la lumière lors de son passage à travers ces cristaux.

1.2.2.3 Le domaine médical

L'utilisation des capteurs à réseaux de Bragg dans le secteur médical reste limité, et la plupart des capteurs actuellement utilisés dans ce domaine sont électriques. Cependant leur utilisation en tant que capteur de température dans des milieux soumis à des champs électromagnétiques ou bien à hautes fréquences [50] reste possible et plus avantageuse qu'un capteur du type électrique.

Une récente étude [51] utilise par exemple un réseau de Bragg à pas court pour la mesure de déplacement des tendons et des ligaments. Les réseaux de Bragg, utilisés dans ce genre d'étude biomécanique sur le mouvement, présentent un avantage certain en terme de coûts, de facilité d'instrumentation et surtout ils offrent une bien meilleure résolution sur les mesures que les systèmes traditionnellement employés. Le FBG implanté le long du tendon d'Achille soumis à une déformation présente de bien meilleurs résultats en termes de résolution et de répétitivité en comparaison des systèmes de stéréovision plus couramment utilisés.

1.2.2.4 Les structures composites

Les matériaux en structures composites sont maintenant de plus en plus utilisés en raison de leur résistance, de leur légèreté, de leur maniabilité ou encore leur insensibilité à la

corrosion. L'instrumentation des matériaux composites est le premier domaine d'utilisation des réseaux de Bragg (aussi car il s'agit de matériaux stratifiés) et permet des mesures in-situ de déformations mais surtout d'avoir une très faible influence sur le comportement du composite. C'est pourquoi on retrouve ce type de capteurs à tous les stades d'existence du matériau, aussi bien lors de la fabrication (remplissage, réticulation et cuisson de la résine) lors des essais mécaniques, que lors de l'utilisation des pièces dans les structures pour leur surveillance (*SHM : Structural Health Monitoring*) [10]. Ils permettent ainsi un réel contrôle et suivi de la pièce composite réalisée.

Parmi les domaines d'applications on peut citer l'aéronautique où le besoin en légèreté est de plus en plus important. Les capteurs à réseaux de Bragg présentent ici un réel avantage pour contribuer à la réduction de poids des systèmes de mesure mais aussi à un espacement dans le contrôle et la maintenance de la structure [52], et par conséquent dans leur coûts.

La possibilité d'utiliser les capteurs à réseaux de Bragg pour les constructions navales a été démontré par [53] où le système développé permet la détection de courbures sur un catamaran.

1.2.2.5 Analyse chimique

Les recherches effectuées, notamment dans le domaine de l'environnement, nécessite généralement des capteurs optiques chimiques. En effet ces capteurs vont pouvoir mesurer des concentrations d'espèces chimiques liquides [54] ou gazeuses [55]. Ce type de capteurs est divisé en deux catégories. La première est basée sur la dépendance des propriétés d'absorption ou de réflexion d'un dispositif placé en extrémité de fibre. La seconde catégorie est constituée d'une fibre dont le revêtement microporeux est sensible à l'élément que l'on souhaite détecter. Cependant une troisième, basée sur la sensibilité des réseaux (LPG) à l'indice de réfraction, peut être ajoutée. En effet la position du pic de Bragg varie avec cet indice, donc avec la concentration des espèces chimiques. Il est également possible d'augmenter cette sensibilité en diminuant le diamètre de la gaine afin d'augmenter le champ évanescent, ou encore d'utiliser des FBG tiltés qui permettent un couplage avec les modes de gaine.

Il existe d'autres types de capteurs chimique comportant un recoating métallique, qui permet d'exciter un plasmon de surface à l'interface métal-liquide. Pour l'obtenir, il faut injecter une lumière polarisée monochromatique suivant un angle qui permet aux modes guidés de se coupler au plasmon de surface. La quantité d'énergie échangée est directement liée à l'indice du milieu dans lequel est plongé le capteur. Les caractéristiques d'un tel

capteur dépendent principalement de l'épaisseur de la couche métallique déposée, mais aussi de la longueur du réseau de Bragg inscrit et encore de l'état de polarisation de l'onde incidente. Ce type de dispositif est plutôt utilisé pour la détection de concentration de gaz ou de solvant dans des milieux liquides [56], cependant il reste également sensible aux variations de température et de pression.

Un dernier type de capteur chimique intéressant est constitué d'un réseau de Bragg inscrit dans une fibre microstructurée. Le liquide à analyser est introduit dans les canaux d'air de la fibre. La modification de l'indice de réfraction va se traduire par un décalage de la longueur d'onde de Bragg [57]. La plus grande difficulté pour ce genre de système réside dans la réutilisation du capteur. En effet, une fois le liquide présent dans la fibre, celui-ci doit être retiré des canaux d'air avant de pouvoir être réutilisé. Cependant un système de pompage permettrait de s'affranchir en grande partie de ce genre d'inconvénient [58].

1.3 Spécificité de l'application

Ce travail de thèse est relatif aux capteurs de Bragg et plus particulièrement au découplage de la mesure de deux sollicitations (température et déformation). Ce découplage est réalisé de façon intrinsèque, c'est-à-dire sans autre apport que la structure gravée dans le coeur de la fibre optique, par le suivi des longueurs d'onde de résonance de réseaux à pas court et à pas long.

Le capteur développé est ainsi constitué d'un LPG sur lequel est superposé (au même endroit spatialement) un FBG. Les différences de sensibilité entre les deux sollicitations d'une part, et entre les deux types de réseaux d'autres part, permettent de mesurer au même instant et au même point de l'espace la température ainsi que la déformation, et de les discriminer.

Une autre caractéristique du capteur développé concerne la distribution de la structure de réseaux superposés en plusieurs points de la fibre optique. Ceci est rendu possible par la sélection des ordres couplés dans une plage de longueur d'onde initialement définie (de préférence 1200 à 1700 nm). Cette distribution ne relie en rien les réseaux les uns aux autres, et n'a aucun effet sur la superposition. Le dispositif développé présente donc des capteurs discriminés indépendamment les uns des autres.

Les matériaux à base de structures composites sont actuellement en plein essor, et l'utilisation de systèmes à base de réseaux de Bragg présente un avantage considérable pour la surveillance de ces structures [59]. Un matériau composite type stratifié est constitué de renfort (fibres de verres, carbone, ...) noyé dans de la résine (thermodurcissable notamment), et présente des propriétés mécaniques intéressantes en comparaison des métaux. La pièce composite est élaborée au cours d'un procédé comprenant un cycle de cuisson dont les caractéristiques et le contrôle vont donner les propriétés finales du composite. Les phénomènes ayant lieu durant le processus de cuisson donnent naissance à des défauts dans la pièce composite comme les contraintes résiduelles, les porosités ou le délaminage qui sont des inconvénients majeurs pour la mise en service de la pièce élaborée. L'instrumentation de procédés de fabrication de composites a donc pour objectif de contrôler et de minimiser ces défauts; elle permet le suivi de l'évolution en température et en déformation de la pièce composite au cours de son élaboration. Il est donc primordiale de pouvoir mesurer ces deux sollicitations et de les découpler.

De nombreuses recherches [60], [61], [62], [63] ont démontré la possibilité d'intégrer de façon simple des FBG dans les structures composites pour la mesure de la déformation. Notre travail est la suite logique de ces études et met en avant un système intégré pouvant mesurer et discriminer la température et la déformation. Il permet en plus de contrôler et de suivre les sollicitations exercées sur la pièce durant toute sa durée de mise en service (SHM).

Chapitre 2

Les réseaux de Bragg : approche théorique et mise en oeuvre.

Sommaire

2.1	Propagation de la lumière dans le réseau de Bragg	53
2.1.1	Théorie des modes couplés	53
2.1.1.1	Couplage co-propagatif.	54
2.1.1.2	Couplage contra-propagatif	56
2.1.2	Modélisation de la réponse spectrale.	58
2.2	Photosensibilité des fibres optiques	61
2.2.1	Origine de la photosensibilité.	62
2.2.1.1	Modèle des centres colorés	62
2.2.1.2	Modèle de densification	63
2.2.2	Augmentation de la photosensibilité.	63
2.3	Inscription des réseaux de Bragg	65
2.3.1	Techniques d'inscription des FBG	67
2.3.1.1	Inscription par division de l'amplitude.	67
2.3.1.2	Inscription par division du front d'onde.	68
2.3.1.3	Dispositif utilisant un prisme	69
2.3.2	Techniques d'inscription des LPG	69
2.3.2.1	Montage point à point	69
2.3.2.2	Montage avec masque d'amplitude.	70
2.3.3	Autres techniques d'inscription des LPG.	70
2.3.3.1	Inscription à l'aide d'un arc électrique.	70
2.3.3.2	Inscription par laser CO ₂	71
2.3.3.3	Inscription par laser femto-seconde.	71

2.3.3.4	Inscription par diffusion d'ions.	72
2.3.4	Limites dans l'inscription des réseaux de Bragg	72
2.4	Stabilisation des réseaux de Bragg	74
2.4.1	Origine de l'instabilité des réseaux de Bragg au cours du temps . . .	74
2.4.2	Stabilisation post-inscription des réseaux de Bragg	75
2.5	Conclusion	79

Dans le chapitre précédent, nous avons abordé les capteurs à fibres optiques et plus particulièrement les réseaux de Bragg au travers de leurs applications. Pour développer une nouvelle structure, il est nécessaire de connaître le comportement du réseau. La première partie du présent chapitre sera par conséquent consacrée à la propagation d'une onde électromagnétique (lumière) dans le réseau de Bragg où nous introduirons la théorie des modes couplés selon que le couplage s'effectue entre deux modes contra-propagatifs (tel que celui d'un FBG) ou co-propagatifs (LPG).

Le réseau de Bragg peut être définie comme une modulation périodique de l'indice de réfraction du coeur de la fibre. Cette modulation est obtenue initialement par Hill en 1978 par inscription photosensible longitudinale avant de voir émerger des méthodes plus efficaces développées par exemple par Meltz [7] ou encore Askins [64], ouvrant ainsi la perspective d'inscrire des réseaux de Bragg de types différents. Bien que les méthodes d'inscription de ces différents types de réseaux soient connues et largement employées, la photosensibilité des fibres à l'origine de ces réseaux demeure un phénomène moins maîtrisé que des modèles tels que celui des centres colorés tentent d'approcher, et que nous détaillerons avant de nous intéresser aux différents procédés d'inscription des réseaux de Bragg.

Après inscription du réseau un vieillissement par traitement thermique est nécessaire afin de le stabiliser. Nous étudierons en fin de chapitre cette étape nécessaire de stabilisation pour un fonctionnement à long terme du capteur.

2.1 Propagation de la lumière dans le réseau de Bragg

Nous invitons le lecteur plus particulièrement intéressé par la propagation d'une onde électromagnétique dans un guide de type fibre optique à se reporter à l'annexe A (p. 193).

2.1.1 Théorie des modes couplés

Cette section introduit l'idée d'échange de puissance entre plusieurs modes. Ce transfert de puissance a été initialement étudié en 1953 par Pierce [65] et différentes approches peuvent être utilisées suivant que l'on considère un couplage par recouvrement de deux champs "non perturbés" se propageant dans deux guides parallèles (coupleur), ou bien un couplage entre modes d'un seul guide d'onde.

Dans une fibre optique, la puissance est propagée à l'aide de modes dont les solutions pour un système considéré comme parfait (sans pertes de puissances) sont données en annexe A. Cependant dans la réalité, une perturbation ou un seul défaut dans le système, tel qu'une

variation du diamètre de la fibre, va donner lieu à des couplages de puissance d'un mode à un autre. La théorie des modes couplés sert à calculer l'influence de ces perturbations. Dans notre cas, nous prendrons comme perturbation le réseau de Bragg qui va modifier la propagation dans le guide d'onde. Nous supposons que le couplage implique seulement deux modes et qu'il s'effectue sans pertes (conservation de l'énergie). Nous décrivons ici l'approximation scalaire de la théorie des modes couplés décrites par Snyder [66] dans laquelle on s'intéressera aux cas simples (deux modes propagatifs, ou un mode propagatif et un mode contra-propagatif).

2.1.1.1 Couplage co-propagatif.

Considérons le couplage de deux modes (a et b) se propageant dans la même direction et une fibre optique perturbée par un réseau de Bragg (voir partie 1.1.2 page 23) de période Λ et de longueur L (de $z = 0$ à $z = L$). Les deux modes sont définis par :

$$a(z, t) = A(z)e^{i(\omega t - \beta_a z)} \quad (2.1)$$

$$b(z, t) = B(z)e^{i(\omega t - \beta_b z)} \quad (2.2)$$

De par la dépendance en t et en z , de ces équations nous pouvons considérer deux types de couplage [67] :

- le couplage temporel
- le couplage spatial

Cependant nous nous intéressons ici au couplage spatial car c'est celui-ci que font intervenir les réseaux de Bragg [67]. Ainsi les équations des modes couplés sont déduites du théorème de réciprocité [68] et exprimées par :

$$\frac{dA(z)}{dz} = C_{ab}B(z)e^{-i\Delta z} \quad (2.3)$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = C_{ba}A(z)e^{+i\Delta z} \quad (2.4)$$

avec C_{ab} et C_{ba} les coefficients de couplage du mode a au mode b et réciproquement du mode b au mode a , il décrit à quel point un mode va se coupler à l'autre, c'est-à-dire si le transfert d'énergie du premier mode au deuxième va être total ou seulement en partie, Δ est le désaccord de phase et est donné par :

$$\Delta = \beta_a - \beta_b - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.5)$$

La condition d'accord $\Delta = 0$ conduit à :

$$\Delta\beta = \beta_a - \beta_b = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.6)$$

Sous cette condition, le couplage entre les modes est optimum et dépend seulement du coefficient de couplage [29]. La puissance totale transportée par les modes a et b est donnée par $|A(z)|^2$ et $|B(z)|^2$. Les amplitudes des modes sont décrites par [69] :

$$A(z) = A \frac{2C_{ab}}{\sqrt{4C^2 + \Delta^2}} e^{-i(\frac{\Delta z}{2})} \sin \left[\frac{1}{2}(\sqrt{4C^2 + \Delta^2})z \right] \quad (2.7)$$

et

$$B(z) = Ae^{+i(\frac{\Delta z}{2})} \left[\cos \left[\frac{1}{2}(\sqrt{4C^2 + \Delta^2})z \right] - i \frac{\Delta}{\sqrt{4C^2 + \Delta^2}} \sin \left[\frac{1}{2}(\sqrt{4C^2 + \Delta^2})z \right] \right] \quad (2.8)$$

avec : $C^2 = |C_{ab}|^2$ et en considérant que seul le mode b transporte de l'énergie à $z = 0$ on obtient les conditions limites suivantes :

$$a(0) = 0 \quad \text{et} \quad b(0) = 1 \quad (2.9)$$

La puissance dans les deux modes est donnée par :

$$P_a(z) = |A(z)|^2 = P_0 \frac{\sin^2 \left[Cz \sqrt{1 + (\frac{\Delta}{2C})^2} \right]}{1 + (\frac{\Delta}{2C})^2} \quad (2.10)$$

et

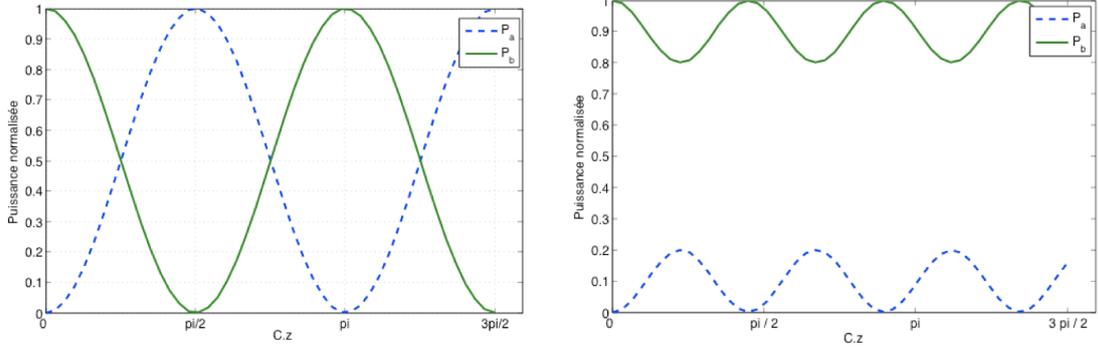
$$P_b(z) = |B(z)|^2 = P_0 \left[\frac{\cos^2 \left[Cz \sqrt{1 + (\frac{\Delta}{2C})^2} \right] + (\frac{\Delta}{2C})^2}{1 + (\frac{\Delta}{2C})^2} \right] \quad (2.11)$$

avec : $P_0 = P_b(0) = |A|^2$

Si la condition d'accord de phase est réalisée, l'équation précédente se simplifie :

$$\begin{aligned} P_a(z) &= P_0 \sin^2(Cz) \\ P_b(z) &= P_0 \cos^2(Cz) \end{aligned} \quad (2.12)$$

Les figures 2.1(a) et 2.1(b) montrent la variation de la puissance normalisée des deux modes lorsque la condition d'accord de phase (Fig. 2.1(a)) est réalisée et lorsqu'elle ne l'est pas (Fig. 2.1(b)).



(a) Condition d'accord de phase ($\Delta = 0$)

(b) Condition d'accord de phase non respectée.

FIG. 2.1 – Représentation de la variation de puissance de deux modes couplés co-propagativement lorsque la condition d'accord de phase est respectée ou non.

2.1.1.2 Couplage contra-propagatif

On considère à présent que le couplage s'effectue entre deux modes se propageant dans des sens opposés. Soit a le mode qui se propage suivant $-z$ et b le mode suivant $+z$ incident sur le réseau, on a :

$$\begin{aligned} a(z, t) &= A(z)e^{i(\omega t + \beta_a z)} \\ b(z, t) &= B(z)e^{i(\omega t - \beta_b z)} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Comme précédemment, les équations des modes couplés sont déduites du théorème de superposition :

$$\frac{dA(z)}{dz} = C_{ab}B(z)e^{-i\Delta z} \quad (2.14)$$

$$\frac{dB(z)}{dz} = -C_{ba}A(z)e^{+i\Delta z} \quad (2.15)$$

A la différence de l'équation (2.5) le désaccord de phase est à présent exprimé par :

$$\Delta = \beta_a + \beta_b - \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (2.16)$$

et l'amplitude des modes est donnée par :

$$\begin{aligned} A(z) &= A \frac{2iC_{ab}}{-\Delta \sinh\left(\frac{SL}{2}\right) + iS \cosh\left(\frac{SL}{2}\right)} e^{-i\left(\frac{\Delta z}{2}\right)} \sinh\left[\frac{S}{2}(z-L)\right] \\ B(z) &= A \frac{1}{-\Delta \sinh\left(\frac{SL}{2}\right) + iS \cosh\left(\frac{SL}{2}\right)} e^{+i\left(\frac{\Delta z}{2}\right)} \left[\Delta \sinh\left[\frac{S}{2}(z-L)\right] + iS \cosh\left[\frac{S}{2}(z-L)\right] \right] \end{aligned} \quad (2.17)$$

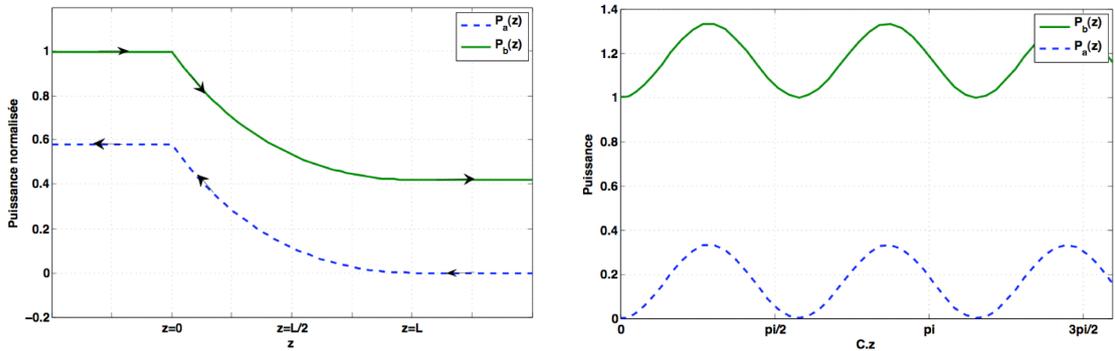
avec : $S = \sqrt{4C^2 - \Delta^2}$

Les puissances sont :

$$\begin{aligned} P_a(z) &= P_0 \frac{\sinh^2\left[C(z-L)\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta}{2C}\right)^2}\right]}{\cosh^2\left[CL\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta}{2C}\right)^2}\right] - \left(\frac{\Delta}{2C}\right)^2} \\ P_b(z) &= P_0 \frac{\cosh^2\left[C(z-L)\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta}{2C}\right)^2}\right] - \left(\frac{\Delta}{2C}\right)^2}{\cosh^2\left[CL\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta}{2C}\right)^2}\right] - \left(\frac{\Delta}{2C}\right)^2} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Si la condition d'accord de phase est réalisée, c'est-à-dire si $\Delta = 0$ on peut simplifier les équations précédents par :

$$\begin{aligned} P_a(z) &= P_0 \frac{\sinh^2[C(z-L)]}{\cosh^2[CL]} \\ P_b(z) &= P_0 \frac{\cosh^2[C(z-L)]}{\cosh^2[CL]} \end{aligned} \quad (2.19)$$



(a) Condition d'accord de phase ($\Delta = 0$)

(b) Condition d'accord de phase non respectée.

FIG. 2.2 – Représentation de la variation de puissance de deux modes couplés contra-propagatifs sous la condition d'accord de phase ($\Delta = 0$) ou non.

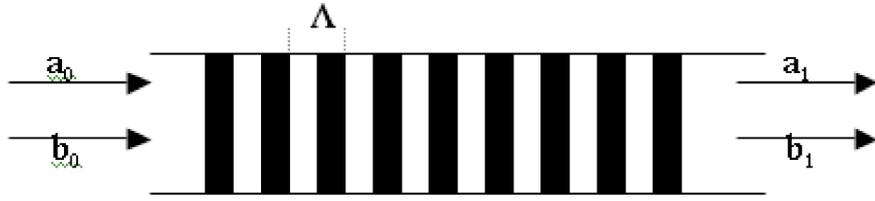


FIG. 2.3 – Illustration du principe de la matrice de transfert pour un réseau uniforme.

La figure 2.2 représente la variation de la puissance de deux modes qui sont couplés de façon contra-propagatif sous la condition que l'accord de phase est bien réalisé (Fig. 2.2(a)) ou non (Fig. 2.2(b)).

2.1.2 Modélisation de la réponse spectrale.

Il existe plusieurs méthodes numériques pour résoudre les équations couplées. La plus classique est la méthode de Runge-Kutta, elle utilise une discrétisation du domaine d'intégration pour ensuite utiliser une formule approchée de la dérivée première.

Cependant une autre méthode, dite des matrices de transfert, est intéressante. Elle permet de décrire des systèmes complexes de façon simple et efficace en découpant le système en sous-systèmes supposés uniformes plus simples. Il suffit de multiplier ensuite les matrices de transfert de chaque sous-système pour obtenir la matrice de transfert du système entier. Dans le cas d'un couplage entre deux modes co-propagatifs (voir Fig. 2.3), le réseau de Bragg est considéré comme une fonction de transfert qui lie les ondes incidentes a_0 et b_0 à celles de sorties a_1 et b_1 des deux modes par :

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

avec $[T]$ une matrice 2x2 qui vaut [70] :

$$\begin{aligned} [T] &= \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \quad (2.21) \\ &= \begin{bmatrix} \left[\cos(\gamma L) - i \frac{\sigma_{ab}}{\gamma} \sin(\gamma L) \right] \cdot e^{i(\beta_a + \sigma_{ab})L} & -i \frac{C_{ab}}{\gamma} \sin(\gamma L) \cdot e^{i[(\beta_a + \sigma_{ab})L + \phi]} \\ -i \frac{C_{ab}}{\gamma} \sin(\gamma L) \cdot e^{i[(\beta_b - \sigma_{ab})L - \phi]} & \left[\cos(\gamma L) + i \frac{\sigma_{ab}}{\gamma} \sin(\gamma L) \right] \cdot e^{i(\beta_b - \sigma_{ab})L} \end{bmatrix} \quad (2.22) \end{aligned}$$

avec L la longueur du réseau, ϕ la phase, γ et σ_{ab} respectivement défini par :

$$\gamma = \sqrt{\Delta\sigma_{ab} + C_{ab}^2} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{ab} &= \frac{\Delta}{2} \\ &= \frac{\beta_a - \beta_b}{2} - \frac{\pi}{\Lambda} \end{aligned} \quad (2.24)$$

C_{ab} est le coefficient de couplage du mode a au mode b et vaut :

$$C_{ab} = \frac{1}{2} \frac{n_{co}\Delta n k^2}{\sqrt{|\beta_a||\beta_b|}} \cdot \frac{\int_0^{r_{co}} a(r) \cdot b(r)^* \cdot r dr}{\sqrt{\int_0^{r_{cl}} |a(r)|^2 r dr} \sqrt{\int_0^{r_{cl}} |b(r)|^2 r dr}} \quad (2.25)$$

Si le réseau n'est pas uniforme (voir Fig. 2.4), la matrice $[T]$ est décomposée en n sous matrices dont les n sous réseaux sont supposés uniforme :

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = [T_n] \dots [T_3][T_2][T_1] \begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

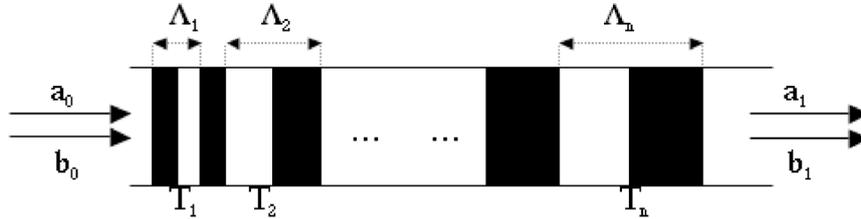


FIG. 2.4 – Illustration de la méthode des matrices de transfert dans le cas d'un réseau non uniforme.

Dans le cas d'un couplage contra-directionnel, il suffit de remplacer t_{21} par $-t_{21}$ dans l'équation (2.22) et les fonctions sin et cos par sinh et cosh puis γ par $\gamma' = \sqrt{C_{ab}^2 - \sigma_{ab}}$ [71].

A l'aide des matrices de transfert nous allons donc pouvoir étudier la réponse d'un réseau de Bragg. Nous nous attarderons ici seulement sur la réponse d'un LPG.

La matrice (2.22) dépend de deux paramètres :

- l'indice effectif du mode considéré (via la constante de propagation)
- le coefficient de couplage entre les deux modes.

Calcul de l'indice effectif L'indice effectif d'un mode d'ordre m est relié à la constante de propagation via :

$$n_e = \frac{\beta}{k} \quad (2.27)$$

qui peut également s'écrire sous la forme [23] (voir annexe A, équation A.16 page 196) :

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{k^2 n_{co}^2 - U_{co}^2} && \text{pour le mode de coeur} \\ \beta &= \sqrt{k^2 n_{cl}^2 - U_{cl}^2} && \text{pour les modes de gaine} \end{aligned} \quad (2.28)$$

avec U la solution de l'équation caractéristique des modes LP :

$$U_{co} = \frac{(1 + \sqrt{2})V}{1 + (4 + V^4)^{\frac{1}{4}}} \quad (2.29)$$

$$U_{cl} = u_c \exp \left[\frac{\arcsin(s/U_c) - \arcsin(s/V)}{s} \right] \quad (2.30)$$

où s est définie par :

$$s = \sqrt{U_c^2 - l^2 - 1} \quad (2.31)$$

Il ne reste plus qu'à définir les U_c qui sont les valeurs limites de U et correspondent aux zéros des fonctions de Bessel représentés sur la figure A.2(a) de l'annexe A page 199.

Les indices effectifs des premiers modes LP peuvent maintenant être calculés en fonction de la longueur d'onde (voir Fig. 2.5).

Partant de l'indice effectif on peut estimer la position du pic de résonance pour chaque couplage avec le mode de coeur (voir Fig. 2.6) en fonction de la période du réseau.

On observe ainsi que pour une période donnée la position du pic de résonance des longueurs d'ondes élevées est issu d'un couplage avec le mode de coeur qui s'effectue avec un mode de gaine le plus élevé. On remarque aussi qu'avec une période du réseau plus importante l'écart entre deux pics de résonance augmente et si l'on se place à grande longueur d'onde il est possible de sélectionner le nombre de couplage.

Afin de simuler la réponse d'un LPG, il reste à estimer le coefficient de couplage pour chaque mode couplé. Pour cela on calcule les intégrales des équations d'onde scalaires de chaque mode.

La figure 2.7 montre les variations du coefficient de couplage du mode de coeur avec les

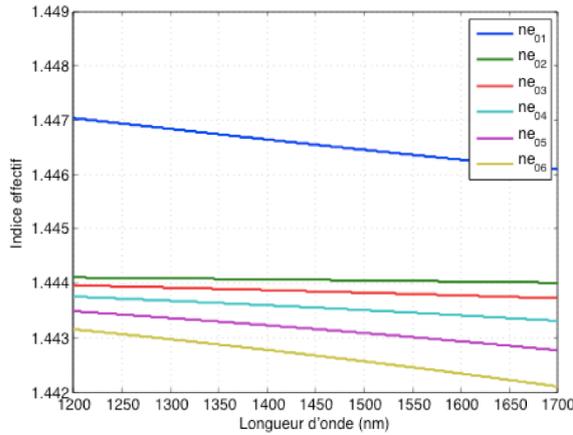


FIG. 2.5 – Variation de l'indice effectif des premiers modes LP en fonction de la longueur d'onde.

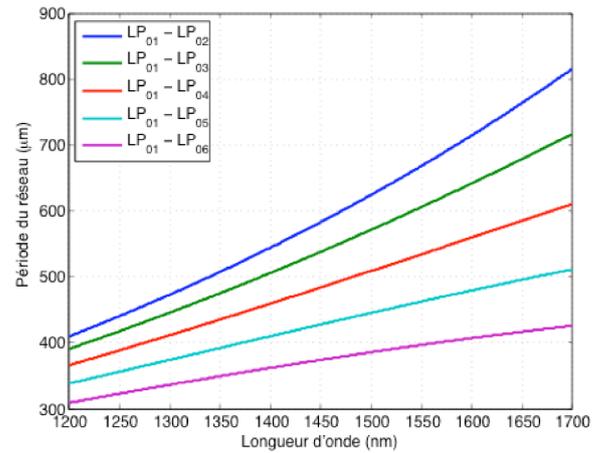


FIG. 2.6 – Période du réseau en fonction de la longueur d'onde suivant la différence des indices effectifs (pour chaque couplage du mode fondamental LP_{01} au mode de gaine LP_{0m}).

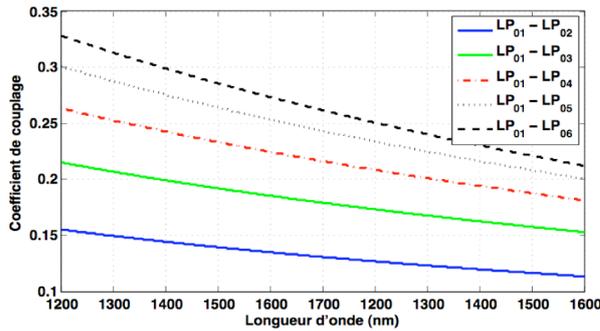


FIG. 2.7 – Variations du coefficient de couplage pour les premiers modes LP.

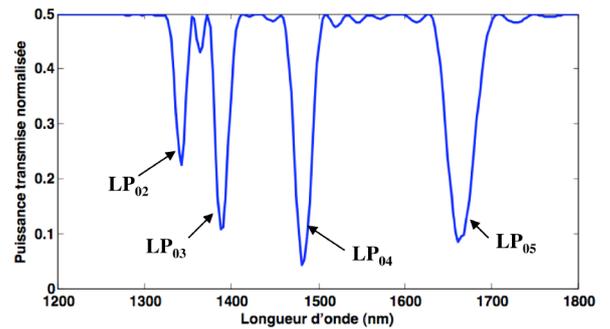


FIG. 2.8 – Spectre transmis d'un LPG.

premiers modes de gaines en fonction de la longueur d'onde. Un exemple de résolution de la matrice de transfert pour un couplage codirectionnel donne le spectre présenté par la figure 2.8.

2.2 Photosensibilité des fibres optiques

La photosensibilité peut être définie comme l'absorption de la lumière par les éléments constitutifs de la fibre (selon des transitions à un ou deux photons), et plus particulièrement à 240 nm (UV). Cette absorption est liée à l'existence :

- des impuretés,

- des défauts dans l'arrangement structural,
- des transitions électroniques de l'oxygène,
- des transitions vibrationnelles.

La structure idéale de la silice (SiO_4) est une molécule tétraédrique dans laquelle l'atome de silicium est au centre et ceux d'oxygènes aux sommets. Cependant sa structure réelle n'est pas aussi idéale et présente des défauts qui sont dus à des lacunes d'oxygène, des impuretés ou des dopants [72].

2.2.1 Origine de la photosensibilité.

Les défauts présents dans la fibre expliquent en partie le phénomène de la photosensibilité. Depuis l'expérience de Hill en 1978 [6], plusieurs tentatives d'interprétation de la photosensibilité ont été publiées, les deux principales étant les centres colorés et la densification.

2.2.1.1 Modèle des centres colorés

Le modèle dit 'des centres colorés' [73] est une approche qui permet d'estimer le changement d'indice de réfraction photo-induit dans une fibre en quantifiant les modifications de son spectre d'absorption. Selon ce modèle, ces modifications proviennent de la formation/transformation de différents défauts optiquement actifs : les 'centres colorés'.

L'insolation provoque le blanchiment d'une bande d'absorption due aux défauts du Germanium (GODC : Germanium Oxygen Deficient Center). Les centres GODC se divisent en deux types de défauts [74], qui ne sont autre que deux bandes d'énergie :

- NOMV : Neutral Oxygen Mono Vacancy, centré à 5.06eV, bande d'absorption 245nm
- GLPC : Germanium Lone Pair Center, centré à 5.12eV, bande d'absorption 240nm

Lors de l'insolation d'une fibre germanosilicate, les liaisons Ge-Ge (ou Ge-Si) vont se rompre libérant un électron. Ceci va entraîner la création de plusieurs défauts (centres colorés) qui vont faire apparaître de nouvelles bandes d'absorption (photochromisme) qui conduisent à une modification permanente de l'indice de réfraction. Ces défauts sont notés Ge(E') pour la bande à 193 nm, Ge(1) pour celle à 213 nm et enfin Ge(2) pour la bande à 280 nm.

Les modifications de l'indice de réfraction δn sont calculées à l'aide de la relation de Kramers-Kronig (2.32) :

$$\delta n(\lambda) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\Delta\alpha_{abs}(\lambda')}{1 - (\lambda'^2/\lambda^2)} d\lambda' \quad (2.32)$$

avec $\Delta\alpha_{abs}$ la variation du coefficient d'absorption.

2.2.1.2 Modèle de densification

L'existence d'une variation d'indice induite par un phénomène de densification lors de l'irradiation a été observé en 1986 par Fiori *et al.* [75]. Selon ce modèle, l'irradiation UV d'une fibre provoque une densification de la matière qui contribue à l'augmentation de l'indice de réfraction. Ce modèle prend en compte deux phénomènes :

- une densification permanente aux endroits insolés,
- et une augmentation des contraintes.

Le premier effet induit une variation d'indice de réfraction décrit par la relation de Lorentz-Lorentz :

$$\delta n = -\frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n} \frac{\Delta\rho}{\rho} \quad (2.33)$$

avec $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ la variation relative de la densité.

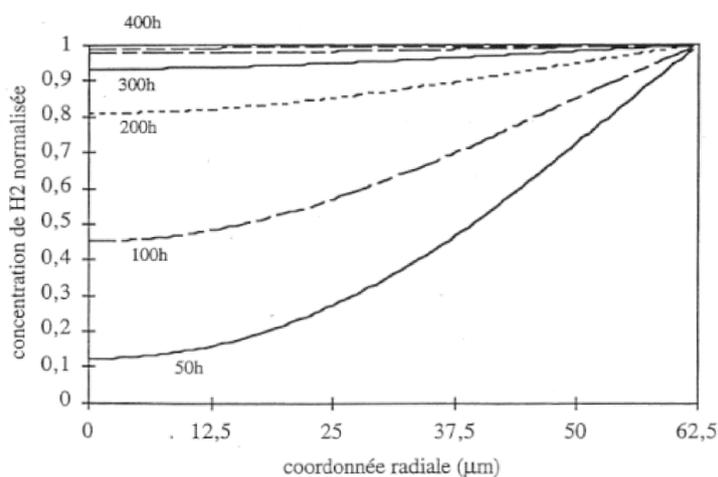
Le second effet contribue à l'augmentation d'indice par l'intermédiaire de l'effet photoélastique lié au changement de l'état de contrainte dans la fibre [76].

2.2.2 Augmentation de la photosensibilité.

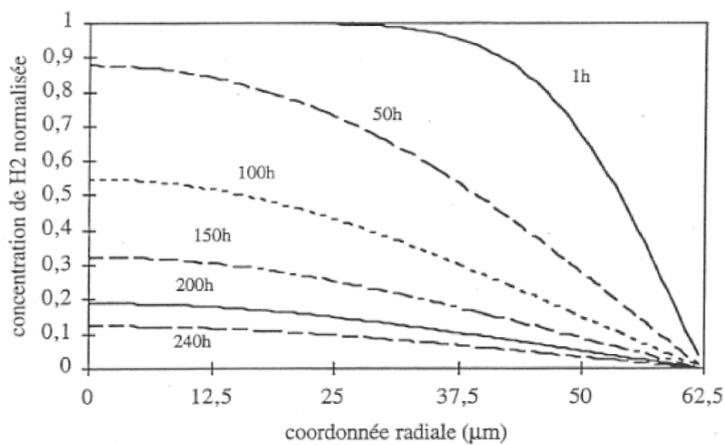
Une des techniques pour augmenter la photosensibilité est de charger la fibre en hydrogène. L'hydrogénation d'une fibre consiste à placer la fibre optique dans une enceinte chargée en hydrogène à haute pression (≈ 140 bar) et à température ambiante (25°C). La figure 2.9(a) montre le temps de chargement de l'hydrogène dans la fibre à température ambiante. Pour saturer le cœur de la fibre en hydrogène, le chargement doit durer 1 mois [74]. Cependant, une hydrogénation d'au moins 12 jours [77] est nécessaire pour avoir une augmentation significative de la photosensibilité à $240 - 260\text{nm}$ ($\delta n \approx 10^{-3}$).

La figure 2.9(b) représente la diffusion de l'hydrogène hors de la fibre à température ambiante. On observe l'évolution de la concentration en hydrogène dans le cœur de la fibre est fortement décroissante en augmentant la température [74], c'est pourquoi les fibres hydrogénées doivent impérativement être conservées à basse température pour garder leur photosensibilité.

La présence d'hydrogène dans la fibre peut soit augmenter sa photosensibilité "naturelle" à la lumière, soit l'augmenter lors de l'insolation en favorisant l'apparition de défauts.



(a) *Chargement de l'hydrogène*



(b) *Diffusion de l'hydrogène hors de la fibre*

FIG. 2.9 – Variation de la concentration en hydrogène dans une fibre à température ambiante(d'après [78]).

Cependant l'observation du spectre d'absorption de la fibre en présence d'hydrogène ou non n'est en rien modifié [79]. Ce qui indique que l'augmentation de la photosensibilité d'une fibre hydrogénée ne provient pas d'une augmentation de l'absorption initiale de la silice.

Par contre, l'insolation UV montre que seul la bande de défauts NOMV est blanchie lors de l'insolation d'une fibre non chargée en hydrogène ; alors que les deux bandes de défauts NOMV et GPLC sont blanchies lors de l'insolation d'une fibre hydrogénée [80].

Le point négatif de l'hydrogénation vient du fait que les réseaux de Bragg inscrits dans une fibre hydrogénée sont beaucoup moins stables que les mêmes réseaux inscrits dans une fibre non chargée en hydrogène [81]. Cependant un traitement thermique permet de réduire les concentrations des centres précurseurs à l'origine des instabilités du réseau.

2.3 Inscription des réseaux de Bragg

L'inscription des réseaux de Bragg consiste à introduire une modulation de l'indice de réfraction du cœur de la fibre :

$$n(z) = n_0 + \delta n(z)$$

En 1978, Hill [6] mettait en évidence pour la première fois un effet photoréfractif permanent en réalisant un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre optique dopée à l'oxyde de germanium. Il a montré que les extrémités de la fibre réfléchissent une partie de la puissance optique se propageant dans la fibre. La figure d'interférences qui en résulte photoinduit une variation périodique de l'indice de réfraction. Cette variation périodique constitue le réseau de Bragg.

De nos jours, les méthodes d'inscription des réseaux de Bragg qu'ils soient à pas court ou à pas long, utilisent la méthode d'irradiation transverse. Sur la figure 2.10, certaines de ces méthodes sont détaillées. Les montages engendrant des interférences sont généralement utilisés pour fabriquer des réseaux ayant une période faible, alors que les autres (point à point ou masque d'amplitude) sont employées pour les réseaux à grandes périodes. Cependant, l'inscription par irradiation transverse ne permet pas d'insoler la fibre de façon homogène sur tout le diamètre de son cœur, et par conséquent conduit à un effet de biréfringence [82]. Celui-ci est généralement très faible pour être pris en compte, mais peut intervenir lorsqu'on travaille sur de grandes distances où les phénomènes de dispersion dans la fibre doivent être considérés.

L'inscription des réseaux à pas long est rapide et peu onéreuse en comparaison des FBG

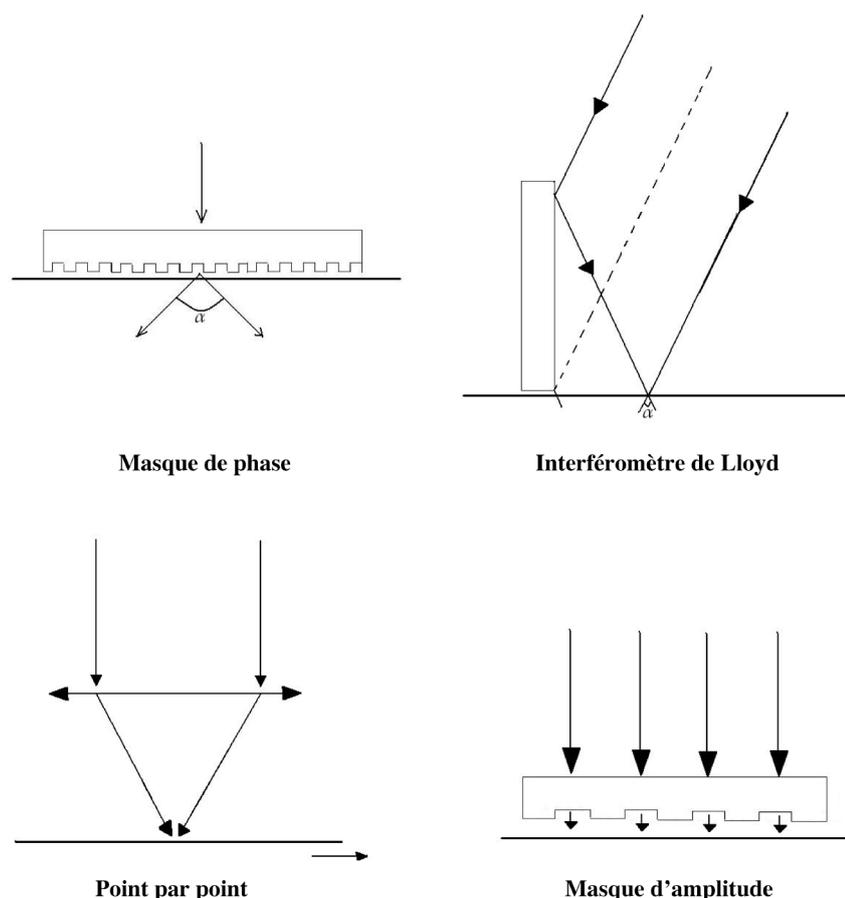


FIG. 2.10 – Schémas de différents montages d'inscriptions de réseaux de Bragg à pas courts (en haut) et à pas longs (en bas).

qui nécessite des montages plus compliqués. En effet elle est rendue délicate par la faible période et seules les interférences peuvent donner des pas de cette dimension.

Chacun des montages de la figure 2.10 ont leurs avantages et inconvénients en termes de coûts et reproductibilité. Cependant l'inscription obtenue à l'aide d'un masque de phase est la plus facile et la plus sûre à mettre en oeuvre. De plus, elle apporte une grande reproductibilité et elle est souvent utilisée en industrie. Néanmoins le prix des masques est assez élevé, et la valeur de la période ne peut être changée.

Nous décrivons ci-après les principales techniques utilisées pour l'inscription des réseaux de Bragg de courtes et longues périodes. L'inscription est considérée comme étant réalisée à l'aide d'un laser UV sur une fibre monomode. Nous verrons donc par la suite les différentes possibilités d'utilisation de laser et autres techniques moins courantes dans l'inscription mais également dans l'utilisation de divers types de fibres.

2.3.1 Techniques d'inscription des FBG

La méthode d'irradiation transverse interférométrique a été décrite pour la première fois en 1989 [7]. Cette méthode consiste à placer la fibre, plus précisément une partie de la fibre dont on a retiré la gaine polymère de protection, dans un champ d'interférences UV réalisé avec un laser pulsé [7], ou continu [83]. Les techniques interférométriques d'inscription des FBG sont classées en deux catégories [22] :

- méthodes d'inscription par division de l'amplitude,
- méthodes d'inscription par division du front d'onde.

2.3.1.1 Inscription par division de l'amplitude.

Afin d'inscrire les FBG, les techniques les plus courantes utilisent les interférences créées par deux faisceaux laser UV générés par une lame séparatrice puis réfléchis par deux (voir Fig. 2.11) ou trois miroirs (voir Fig. 2.12). La période du réseau inscrit est liée à l'interfrange et dépend de l'angle formé entre les deux faisceaux ; il suffit de modifier cet angle pour en modifier la période.

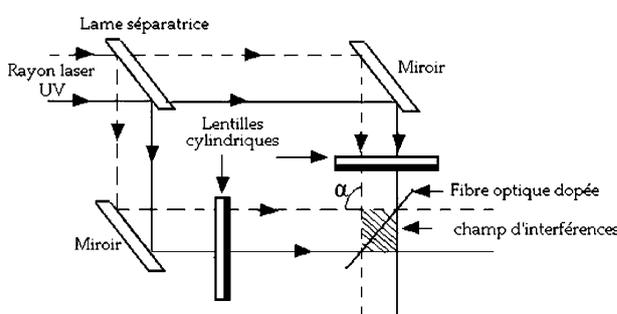


FIG. 2.11 – Inscription de réseaux de Bragg par la méthode à deux miroirs (d'après [7]).

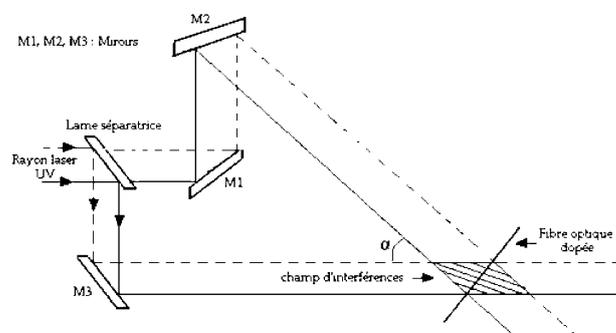


FIG. 2.12 – Inscription de réseaux de Bragg par la méthode à trois miroirs (d'après [64]).

L'inscription des FBG est également possible en utilisant un montage à masque de phase. Un masque de phase est constitué d'un réseau de diffraction gravé dans une lame de silice (voir Fig. 2.13).

Les interférences sont ainsi obtenues par diffraction des ordres +1 et -1 du réseau. Le FBG est réalisé en plaçant la fibre contre le masque. La période du réseau de Bragg ainsi gravé est directement liée à celle du masque et s'écrit sous la forme :

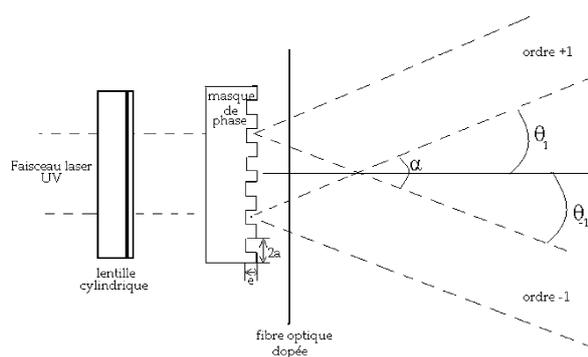


FIG. 2.13 – Inscription d’un FBG à l’aide du montage à masque de phase.

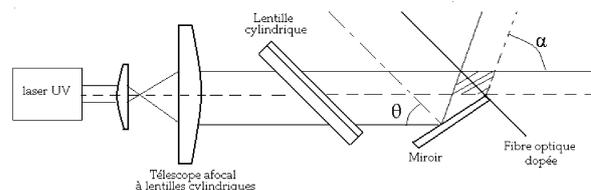


FIG. 2.14 – Inscription de FBG par la méthode du miroir de Lloyd.

$$\Lambda = \frac{\Lambda_{\text{masque}}}{2} \quad (2.34)$$

Les masques de phases sont choisis de tels sortes que l’ordre 0 est supprimé. Ceci conduit à imposer l’épaisseur e du réseau de diffraction du masque [68] :

$$e = \frac{\lambda_{\text{laser}}}{2(n_{\text{laser}} - 1)} \quad (2.35)$$

avec n_{laser} l’indice à la longueur d’onde du laser. Ces techniques (dites à division d’amplitude) sont cependant tributaires de la qualité des interférences créées. Celles-ci sont liées à la qualité des éléments optiques, c’est-à-dire du masque utilisé et de la longueur de cohérence du laser.

2.3.1.2 Inscription par division du front d’onde.

Les interférences sont ici obtenues en divisant le front d’onde du faisceau laser à l’aide d’un miroir (montage du miroir de Lloyd), ou bien à l’aide d’un prisme (interféromètre à prisme).

Le montage de Lloyd est présenté sur la figure 2.14. Le faisceau UV est séparé en deux demi-faisceau par un miroir. La fibre étant placée perpendiculairement au miroir, elle se situe dans le champ d’interférences créé par la première partie du faisceau incident, et de la deuxième réfléchi par le miroir.

La période du réseau inscrit est définie par :

$$\Lambda = \frac{\lambda_{laser}}{2 \cos \theta} \quad (2.36)$$

avec θ l'angle d'incidence du faisceau.

2.3.1.3 Dispositif utilisant un prisme

La différence par rapport au montage précédent repose dans l'utilisation d'un prisme en lieu et place d'un miroir pour créer les interférences. De la même façon l'inconvénient réside dans la longueur du réseau inscrit qui est directement dépendant de la taille du prisme utilisé. La figure 2.15 représente le montage d'un tel dispositif.

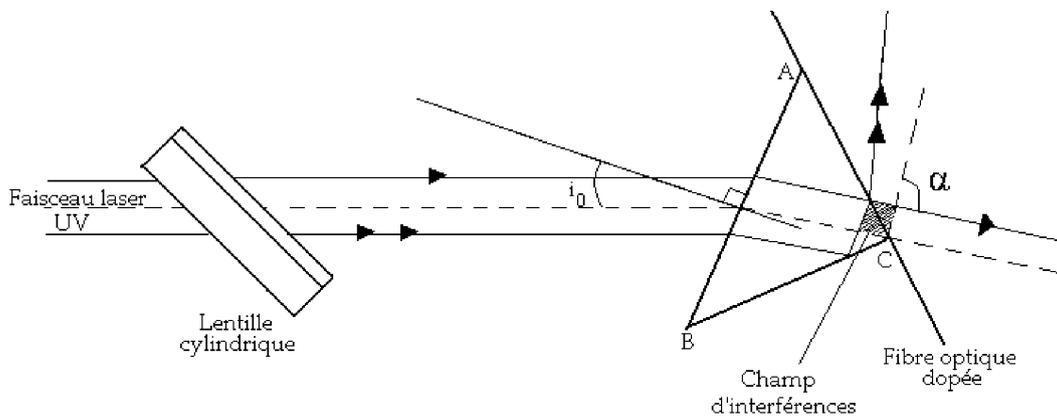


FIG. 2.15 – Inscription de FBG par la méthode de l'interféromètre à prisme.

La période du réseau est ici donné par l'angle d'incidence i_0 du faisceau sur le prisme

2.3.2 Techniques d'inscription des LPG

De part leur période (quelques centaines de microns), les LPG ne nécessitent pas de montages interférométriques pour leur inscription. Ils sont donc plus faciles et plus rapides à réaliser.

2.3.2.1 Montage point à point

Le réseau de Bragg peut être inscrit en irradiant transversalement la fibre point à point de façon à réaliser les pas Λ du réseau les uns après les autres. Cette méthode a été décrite pour la première fois en 1990 [84].

Un faisceau laser UV issu d'un laser excimère KrF irradie une fente de façon uniforme. Une lentille fait l'image de la fente sur le cœur de la fibre optique. L'image est perpendiculaire à l'axe de la fibre. Le cœur dopée de la fibre optique subit une irradiation transversale UV sur une longueur $\frac{\Lambda}{2}$. La fibre est ensuite translatée d'une longueur Λ puis insolée de nouveau. L'insolation et la translation sont répétées le nombre de fois n nécessaire pour obtenir les caractéristiques désirées du composant. Le cœur de la fibre présentera alors un profil d'indice périodique de période Λ et de longueur $n\Lambda$. La valeur de Λ dépend du type de réseau que l'on cherche à inscrire et de sa longueur d'onde d'utilisation λ_b .

2.3.2.2 Montage avec masque d'amplitude.

Le principe ici est le même que celui, cité précédemment, du masque de phase pour l'inscription de FBG (diffraction mise à part).

La portion de fibre dénudée est plaquée contre le masque. Le faisceau laser va "projeter" l'image du réseau sur la fibre, c'est-à-dire une succession de zones où le laser est transmis, et de zones où il ne l'est pas, formant ainsi la période du réseau [85].

L'utilisation du masque d'amplitude permet généralement d'obtenir une bien meilleure reproductibilité en comparaison de l'inscription point à point. Il permet un plus grand contrôle du rapport cyclique¹ et de la période inscrite.

2.3.3 Autres techniques d'inscription des LPG.

Dans cette partie, nous nous intéressons aux techniques d'inscription autres que celles basées sur l'utilisation d'un laser UV.

2.3.3.1 Inscription à l'aide d'un arc électrique.

La première de ces méthodes est l'inscription des réseaux de Bragg à l'aide d'un arc électrique. Cette méthode est calquée sur l'inscription point à point en remplaçant néanmoins le laser UV par l'arc électrique. L'un des principaux avantages de cette technique réside dans le fait que la fibre n'a pas besoin d'être hydrogénée, ni même dopée. La qualité du réseau dépendra, en plus des paramètres dus à l'inscription point à point, de la tension de la fibre et de la durée de la décharge.

¹Le rapport cyclique est le rapport des deux demi périodes, c'est-à-dire entre la longueur de la zone non insolée et celle de la zone insolée (la période étant égale à la somme des deux).

Plusieurs mécanismes interviennent dans la formation d'un réseau de Bragg par arc électrique. Bien qu'une réduction de la gaine optique par la décharge est généralement constaté (mais ne peut à elle seule expliquer la formation du réseau), il a également été démontré qu'un phénomène de densification intervenait [86] mais aussi, plus récemment, que l'apparition d'un gradient de température suite à la décharge conduisait à un gradient dans la viscosité de la fibre [87]. Ces deux phénomènes sont à l'origine de la déformation dissymétrique de la fibre aboutissant au couplage du mode fondamental aux modes de gaine non-symétriques (LP_{1m}).

L'avantage majeure de l'inscription de LPG par arc électrique (outre les coûts de production) réside dans leur sensibilité à la température bien plus importante (60 à 70 pm/°C [88, 89]) en comparaison des LPG inscrits à l'UV. La sensibilité à la déformation, quant à elle, est de l'ordre de -0.05 à -0.36 pm/ $\mu\epsilon$.

On peut également noter qu'il est possible d'inscrire des LPG par arc électrique sur des fibres microstructurées. Les LPG ainsi inscrits présentent une sensibilité à la température très faible (1 à 6 pm/°C [90]) tandis que la sensibilité à la déformation est plus importante : $\approx -2pm/\mu\epsilon$.

2.3.3.2 Inscription par laser CO₂

Les réseaux longues périodes peuvent être obtenus en utilisant une inscription point à point à l'aide d'un laser UV. L'utilisation d'un laser CO₂ est également possible, cependant le CO₂ à 10.6 μm est dans le domaine de l'infra-rouge et son influence relève du traitement thermique. La modulation périodique se fait grâce à une réduction mécanique de la gaine optique. Cependant, ici aussi, une densification est observée en raison de la répartition asymétrique de l'indice de réfraction. La figure 2.16 montre la déformation induite par l'inscription d'un LPG à l'aide d'un laser CO₂. La réduction mesurée de la gaine est de l'ordre de 23% [91].

L'efficacité d'inscription peut cependant être augmentée en utilisant un laser CO₂ pulsé à haute fréquence qui va produire beaucoup plus de densification mais moins de contraintes résiduelles [92]. Les sensibilités constatées par Rao *et al.* [92] sont de -0.45 pm/ $\mu\epsilon$ pour la déformation, et de 58 pm/°C pour la température.

2.3.3.3 Inscription par laser femto-seconde.

L'inscription d'un LPG à l'aide d'un laser femto-seconde s'effectue, comme précédemment, par la méthode point à point. Les réseaux inscrits présentent une atténuation beaucoup plus

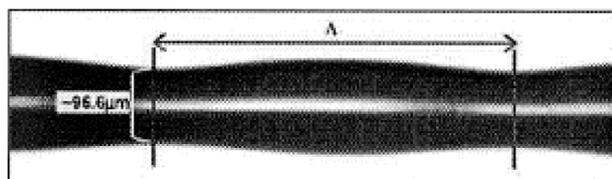


FIG. 2.16 – Déformation induite d'un LPG par un laser à CO₂ (d'après [91]).

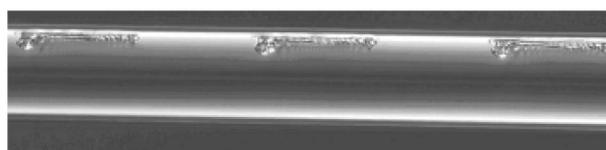


FIG. 2.17 – Section d'un LPG inscrit à l'aide d'un laser femto-seconde (d'après [93]).

importante (≈ 30 dB [93]) par comparaison au laser UV. De plus, de tels réseaux sont inscrits par absorption à deux ou trois photons [94] (suivant la longueur d'onde du laser femto-UV utilisé) mais conduit également à une ablation d'une partie de la gaine optique (voir Fig. 2.17). Ces deux principes d'inscription ajoutés conduisent à une distribution de l'indice de réfraction fortement dissymétrique où les effets de biréfringence y seront beaucoup plus présents.

2.3.3.4 Inscription par diffusion d'ions.

Le principe est identique au précédent en remplaçant le laser UV (ou femto, ou CO₂) par un faisceau d'ions He²⁺ qui insole la fibre au travers d'un masque d'amplitude [95]. Les ions vont être diffusés dans la fibre et en changer localement l'indice, conduisant à la formation du réseau.

La modification de l'indice du coeur est beaucoup plus importante avec cette méthode ($\approx 10^{-2}$) ce qui conduit à une plus grande efficacité de couplage. Cependant cette méthode implique de modifier continûment l'indice de la gaine optique avant de pouvoir changer celui du coeur. Ainsi le réseau est inscrit non seulement dans le coeur mais également dans la gaine, ce qui implique un couplage du mode guidé aux modes de gaines symétriques et dissymétriques résultant en des pertes importantes dans le spectre transmis.

2.3.4 Limites dans l'inscription des réseaux de Bragg

Nous avons discuté précédemment de diverses techniques d'inscription des réseaux de Bragg, cependant la totalité de celles-ci (ou presque) reposent sur une inscription transverse de ces réseaux. Ce type d'inscription possède un défaut majeur : elle introduit une biréfringence de part le procédé anisotrope d'inscription. En effet, le faisceau laser irradiant la fibre de façon transverse, la modification de l'indice de réfraction ne pourra être symétrique suivant le rayon de la fibre, et par voie de conséquence le pic de résonance d'un réseau inscrit pourra se déplacer jusqu'à 3 nm [96] d'une position initiale (sans anisotropie). Ce genre de biréfringence peut entraîner des modifications significatives dans le spectre

transmis d'un LPG par de brusques changement dans l'intensité de la résonance en fonction du couplage avec le bon mode de gaine.

De la même façon une dissymétrie des résonances peut également être observée lors de l'inscription de LPG à l'aide d'un masque d'amplitude. Ce genre d'asymétrie est surtout décrite par l'apparition de lobes d'interférences autour de la résonance, notamment dans les courtes longueurs d'onde [97]. Ce défaut dans l'inscription des réseaux est imputable au profil du faisceau laser utilisé. Généralement un faisceau présente un profil de type gaussien qui, pour l'inscription, est focalisé afin d'irradier la fibre. L'intensité envoyée sur la fibre n'est donc pas uniforme, et par voie de conséquence la modulation de l'indice de réfraction induite sera modifiée. Elle sera en effet plus importante au centre du faisceau que sur les bords. La figure 2.18 illustre cette variation de la modulation de l'indice effectif induit par l'inscription à l'aide d'un faisceau laser non-uniforme.

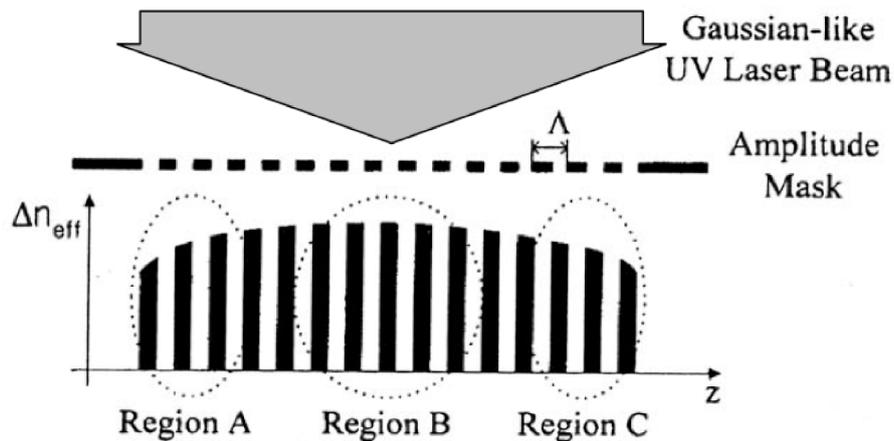


FIG. 2.18 – Variation dans la modulation de l'indice induit lors de l'inscription d'un réseau de Bragg par un faisceau non-uniforme (d'après [98]).

La figure 2.19(a) présente le spectre transmis de la résonance d'un LPG inscrit à l'aide d'un faisceau uniforme. Celle-ci est à comparer à la figure 2.19(b) sur laquelle est illustré le même LPG mais inscrit par un faisceau non-uniforme. L'observation de ces figures permet de mettre clairement en évidence la dissymétrie de la résonance et le lobe d'interférence, mais également le décalage spectral de la position. Le même phénomène peut également être retrouvé lors de l'inscription des LPG par la méthode point à point. Le faisceau laser non-uniforme provoquera de la même façon un profil asymétrique de la résonance, cependant a contrario du masque d'amplitude, il ne devrait pas y avoir de lobes secondaires d'interférences.

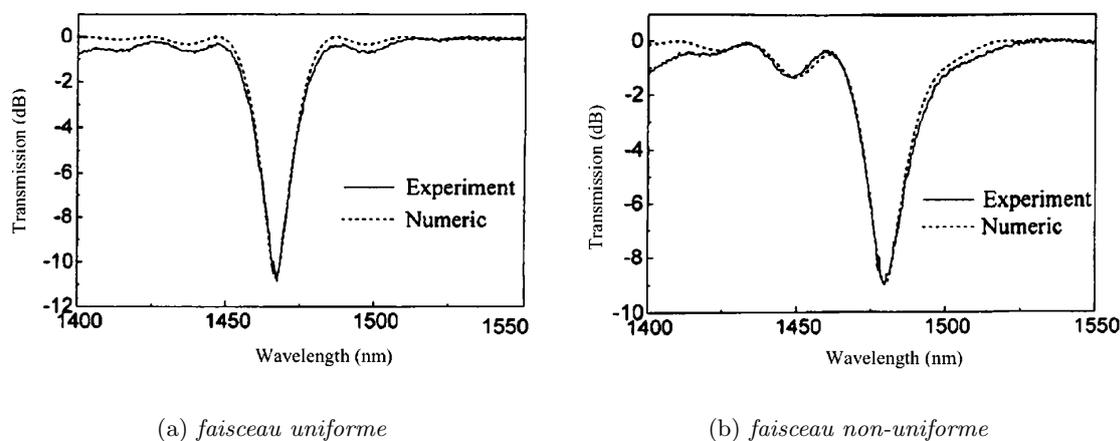


FIG. 2.19 – Spectre transmis d’un LPG inscrit par deux profils différents de faisceau laser (d’après [99]).

La présence, plus ou moins forte, d’une dissymétrie dans la résonance d’un réseau de Bragg, est une des causes d’erreurs dans le domaine des capteurs. En effet, la détermination de la position spectrale d’une telle résonance sera beaucoup plus difficile et de fait source d’erreurs dans les grandeurs mesurées par le capteur.

2.4 Stabilisation des réseaux de Bragg

Nous avons vu que l’hydrogénation de la fibre augmentait l’indice de réfraction (photosensibilité). Cependant, dès lors que la fibre est sortie de l’enceinte d’hydrogène, celui-ci commence à diffuser, provoquant ainsi une modification des indices effectifs du coeur et de la gaine au cours du temps. Les conditions d’accord de phase, donc de couplage, ne sont plus les mêmes et par voie de conséquence les pics de résonances du spectre transmis seront décalés. Nous aborderons donc dans cette partie, les causes de l’instabilité des réseaux avant de détailler les procédés de stabilisation généralement rencontrés.

2.4.1 Origine de l’instabilité des réseaux de Bragg au cours du temps

L’inscription UV induit la formation de défauts dans le coeur qui ne sont pas permanents. L’étude menée par Kannan *et al.* [100] met en évidence que la stabilité de ces centres sont stables jusqu’à une certaine température ; au-delà ils deviennent instables et la variation de l’indice de réfraction diminue dégradant ainsi le réseau. Cette dégradation se produit pour des températures beaucoup plus basses pour les réseaux inscrits sur des fibres hydrogénées

que pour ceux inscrits sur des fibres non hydrogénées [85, 101] et suit les étapes suivantes : augmentation rapide de la longueur d'onde de la résonance et de la profondeur d'atténuation suivit d'une réduction beaucoup plus lente de la profondeur et de la position spectrale des résonances.

Les réseaux de Bragg inscrits à l'aide d'un laser UV nécessitent donc un recuit thermique et ce pour deux raisons : stabiliser les défauts induits lors de l'inscription et éliminer l'hydrogène moléculaire restant dans le coeur de la fibre. En effet, l'instabilité des réseaux de Bragg après leur inscription provient en majeure partie de la combinaison de ces deux effets. Le premier est un effet à court terme dû à la diffusion de l'hydrogène hors du coeur de la fibre, tandis que le second est un effet à long terme et concerne l'instabilité des défauts générés par l'irradiation. Cette diffusion est repérable sur le spectre transmis d'un réseau (LPG plus particulièrement) par le déplacement des bandes de résonances vers les courtes longueurs d'ondes.

Ces instabilités sont donc en majeure partie l'origine de la décroissance des réseaux de Bragg au cours du temps. Une approche fut proposée par Erdogan *et al.* [102] afin de modéliser cette dégradation (vieillessement) en fonction du temps par :

$$\eta = \frac{\delta n(t)}{\delta n_0} = \frac{1}{1 + 1(t/t_1)^\alpha} \quad (2.37)$$

avec η la décroissance qui représente la modulation normalisée photo-induite. A et α sont les paramètres du vieillissement, A étant décrit par :

$$A = A_0 e^{\alpha T} \quad (2.38)$$

et α par :

$$\alpha = \frac{T}{T_0} \quad (2.39)$$

2.4.2 Stabilisation post-inscription des réseaux de Bragg

Nous avons discuté tout au long de ce chapitre des réseaux de Bragg comme étant une modulation de l'indice permanente. Or cette modulation va décroître au cours du temps, conduisant ainsi au vieillissement du réseau qui est caractérisé par sa dégradation jusqu'à obtention d'une stabilisation pour laquelle on n'observe plus de variations. Afin de s'affranchir de ces instabilités il est possible de vieillir prématurément le réseau de Bragg. Pour cela, un recuit thermique après leur inscription conduit à un vieillissement accéléré, et

par conséquence à la stabilisation à long terme du réseau. Ce procédé est donc nécessaire afin d'assurer les caractéristiques finales du réseau et consiste à recuire le réseau pendant une durée relativement courte afin d'atténuer les instabilités encore présentes. Le temps de recuit t_2 à une température T_2 est définie par la relation (2.40) et décrit la durée de recuit nécessaire au réseau pour un temps de vie t_1 à une température de fonctionnement T_1 [102] :

$$t_2 = t_1^{T_1/T_2} e^{aT_0(\frac{T_1}{T_2}-1)} \quad (2.40)$$

Bien entendu les conditions de recuit sont spécifiques à chaque réseaux de Bragg photo-inscrit. Elles dépendent du type de fibre utilisée, de la stabilité spectrale souhaitée et des conditions de températures auxquelles le réseau sera soumis. De plus, la relation (2.40) met en évidence que la température d'utilisation du réseau de Bragg ne pourra excéder celle du recuit.

A titre d'exemple, un réseau recuit à 200°C présentera une diminution de ces conditions de couplage de l'ordre de 0.02% sur vingt-cinq ans [103]. La figure 2.20 décrit le déplacement en longueur d'onde de différentes résonances d'un LPG de période 437 μm inscrit dans une fibre SMF-28, généralement constaté durant un recuit thermique. La durée du recuit est assez variable suivant les conditions d'inscription des réseaux. La stabilisation est atteinte lorsqu'on ne peut plus observer de variation dans la longueur d'onde. Ici, dans l'exemple cité figure 2.20 pour lequel la température est fixé à 115°C, on constate que le temps de recuit nécessaire pour avoir une stabilisation est de l'ordre de 10-12h.

Le vieillissement d'un réseau de Bragg dépend donc de nombreux paramètres, notamment lors d'une inscription UV ; les conditions du recuit thermique sont spécifiques au réseau inscrit. De plus, les réseaux superposés FBG/LPG sont très différents des réseaux habituellement rencontrés et une étude sur le temps de recuit est donc nécessaire à leur stabilisation. Pour cela les réseaux sont placés dans une étuve et reliés à une source blanche et un analyseur de spectre afin de suivre l'évolution temporelle de leur réponse spectrale (le système d'interrogation sera décrit ultérieurement). Différentes températures sont utilisées sur un intervalle de temps suffisamment long pour arriver à la stabilisation des réseaux. Les conditions de couplage des réseaux de Bragg à pas court sont très différentes de celles des LPG ; la stabilisation de tel réseau est moins difficile à réaliser car elle repose sur un couplage du mode fondamental propagatif au mode contra-propagatif (voir équation (1.8) page 26). Les deux modes sont guidés par le coeur et contrairement aux LPG avec les modes de gaine,

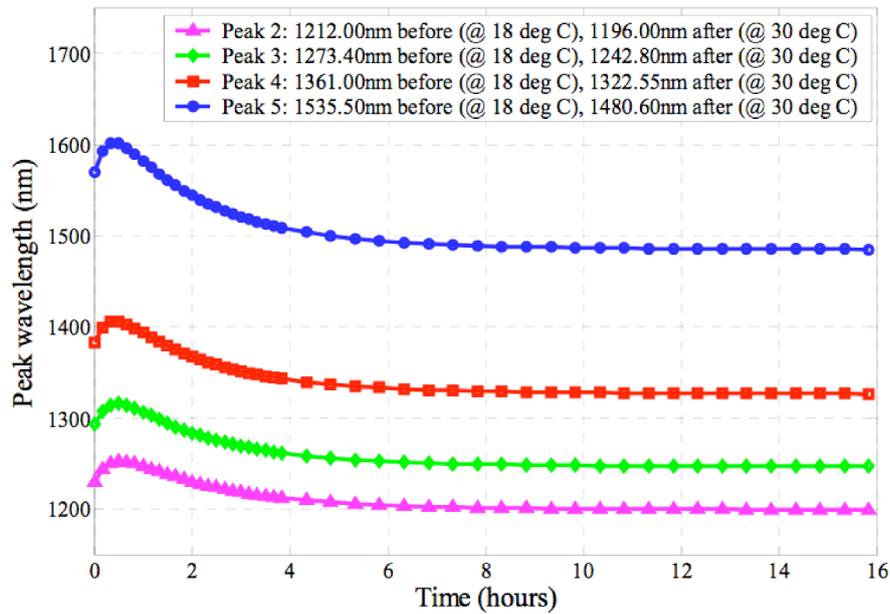


FIG. 2.20 – Stabilisation des résonances d’un LPG durant un recuit à 115°C (d’après [98]).

ils vont tous les deux subir de la même façon le recuit thermique. C’est pourquoi, dans le cas d’un réseau superposé LPG/FBG, le limitant sera le LPG et non le FBG. Ainsi, seules les résonances du LPG sont suivies au cours des recuits thermiques et garantissent au final la stabilisation du réseau superposé.

La figure 2.21 illustre le déplacement d’une résonance d’un LPG de pas 270 μm au cours du temps pour une température de recuit de 130°C. L’acquisition du spectre est réalisée toutes les minutes sur une durée de 9 heures. Les positions des longueurs d’ondes de résonance sont ensuite estimées à l’aide d’une routine écrite sous Matlab.

L’observation de la figure 2.21 indique une légère augmentation de la longueur d’onde d’environ 2 nm avant de diminuer pour se fixer à une valeur stable de longueur d’onde. Ainsi en comparant les longueurs d’ondes de Bragg entre les temps $t_1 = 250$ minutes et $t_2 = 540$ minutes, on ne remarque aucun changement dans la longueur d’onde de la résonance. On peut donc déduire que la stabilisation est effective à partir de t_1 , c’est-à-dire qu’elle apparaît pratiquement au bout de 4 heures. Bien entendu, l’étude de stabilisation réalisée ici ne tient pas compte d’une éventuelle condition de durée de vie du capteur exceptionnellement longue, c’est pourquoi nous tâcherons d’estimer ici la durée suffisante pour avoir la stabilisation complète du réseau.

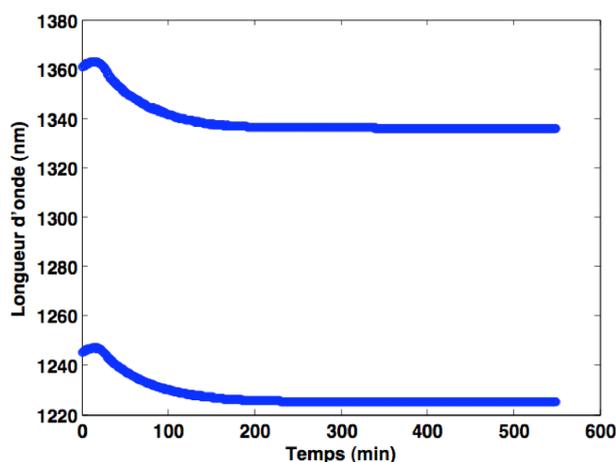


FIG. 2.21 – Suivi des résonances d'un LPG de pas $270 \mu\text{m}$ pour une température de recuit de 130°C .

La variation en amplitude des résonances des réseaux est la seconde possibilité pour suivre leur stabilisation. La figure 2.22 illustre la variation de la puissance transmise de la résonance à 1360 nm du LPG précédent sur les 150 premières minutes.

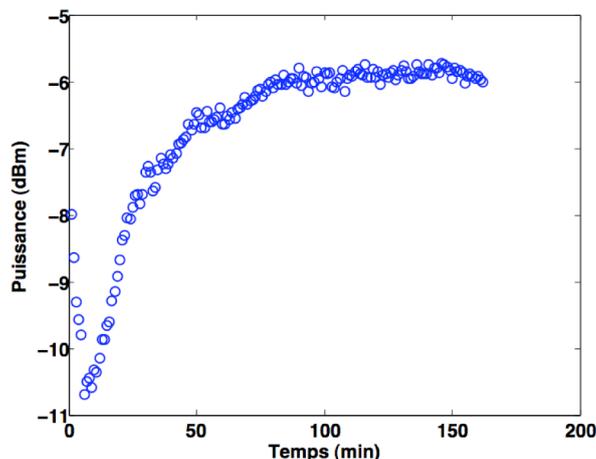


FIG. 2.22 – Variation de la puissance transmise (dBm) au cours d'un recuit à 130°C

L'observation de la puissance transmise (Fig. 2.22) indique une stabilisation beaucoup plus rapide dans l'amplitude du réseau (autour de 100 minutes) par rapport à la stabilisation en longueur d'onde (250 minutes). C'est pourquoi par la suite nous choisirons de suivre seulement la variation en longueur d'onde du spectre transmis durant le recuit.

Pour les étalonnages en température des capteurs, une température de l'ordre de 120°C est suffisante, par contre pour des mesures en conditions réelles une température supérieure

à celle du recuit peut être utilisée. C'est pourquoi un recuit à des températures plus importantes que 120°C peut s'avérer nécessaire. La figure 2.23 illustre les variations en longueurs d'onde des résonances du LPG pour un recuit à une température de 150°C .

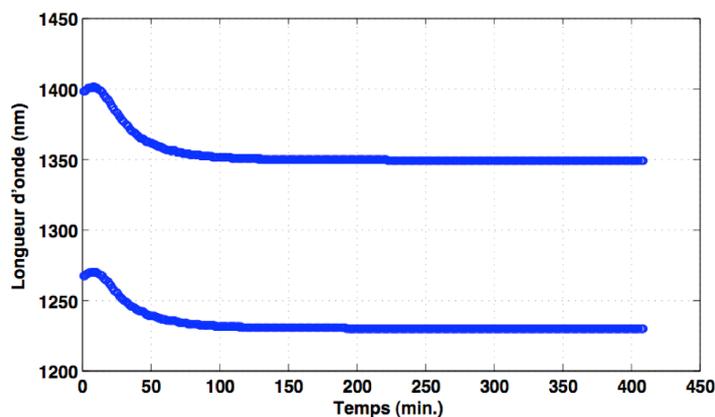


FIG. 2.23 – Variation en longueur d'onde des résonances pour un recuit à 150°C .

L'observation de la figure 2.23 met en évidence qu'une durée de stabilisation thermique d'au moins 3h est nécessaire.

2.5 Conclusion

A partir de la théorie des modes couplés abordée dans ce chapitre, nous avons pu introduire de façon théorique les réseaux de Bragg. Nous avons montré que ces équations étaient essentielles afin de pouvoir appréhender les effets des réseaux de Bragg sur la propagation de la lumière dans la fibre. Nous les avons ensuite utilisées pour simuler la réponse spectrale en transmission des LPG à l'aide de la méthode des matrices de transfert ; méthode rapide d'exécution, notamment lorsque la période du réseau n'est pas uniforme.

L'origine de la photosensibilité des fibres optiques est discutée dans la seconde partie du chapitre. Les deux principales approches considérées ont été décrites. La première, celle des centres colorés, considère la photosensibilité comme un réarrangement de défauts structuraux optiquement actifs (centres colorés) modifiant le spectre d'absorption de la fibre ; la seconde évoque un phénomène de densification du cœur de la fibre lors de l'insolation. Nous avons également discuté dans cette partie, la possibilité d'augmenter la photosensibilité en plaçant les fibres sous hydrogène à forte pression et à température ambiante.

Nous avons décrit ensuite les différentes techniques d'inscription des réseaux de Bragg, qu'ils soient à pas court ou à pas long. Nous avons détaillé les dispositifs généralement rencontrés en différenciant les propriétés de la fibre à l'origine de l'inscription suivant l'utilisation d'un laser UV, ou non. Après cette étude des avantages, inconvénients mais aussi du matériel engagé pour l'inscription, il apparaît que l'inscription d'un réseau superposé à l'aide d'un laser UV par un montage point à point puis par masque de phase conviendrait au mieux pour l'inscription du LPG puis du FBG superposé.

En fin de chapitre, la stabilisation post-inscription des réseaux a été abordée. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux LPG en les considérant comme limitant dans ce processus de stabilisation par rapport aux FBG. Nous avons ainsi suivi les variations en longueur d'onde des résonances de LPG jusqu'à leur stabilisation pour conclure qu'une durée d'environ 3 heures est nécessaire à une température de recuit de 150°C.

Chapitre 3

Développement d'un capteur de mesures découplées

Sommaire

3.1	Découplage température-déformation	84
3.1.1	Découplage à l'aide d'un seul réseau de Bragg	84
3.1.1.1	Découplage avec un LPG	84
3.1.1.2	Découplage avec un FBG	85
3.1.1.3	Découplage avec plusieurs ordres de diffraction	88
3.1.2	Découplage à l'aide de plusieurs réseaux de Bragg	89
3.1.2.1	Découplage avec plusieurs fibres	89
3.1.2.2	Découplage à l'aide de réseaux distribués FBG-FBG	91
3.1.2.3	Découplage à l'aide de réseaux distribués LPG-LPG	94
3.1.2.4	Etude de réseaux distribués FBG-LPG	94
3.1.3	Découplage à l'aide de réseaux superposés	95
3.1.3.1	Réseaux superposés FBG/FBG	95
3.1.3.2	Réseaux superposés LPG/FBG	96
3.1.4	Sensibilités croisées	97
3.2	Efficacité de découplage	98
3.3	Inscription des réseaux superposés LPG/FBG	100
3.3.1	Inscription des LPG	100
3.3.2	Inscription des FBG	102
3.3.3	Répétabilité et Reproductibilité	103
3.3.4	Etude sur le nombre de pas	106
3.3.5	Etude sur la puissance	109
3.3.6	Etude sur la durée d'inscription du LPG	110

3.3.7	Choix de la superposition.	111
3.3.8	Etude de l'effet de la superposition	113
3.4	Multi-mesures en ligne : distribution des réseaux superposés . .	117
3.4.1	Distribution de deux réseaux	118
3.4.2	Distribution de trois réseaux	121
3.5	Conclusion	123

Les réseaux de Bragg sont utilisés en tant que capteurs et présentent de nombreux avantages, nous l'avons vu, par rapport aux capteurs électriques conventionnels. Ils sont par contre sensibles à plus d'une grandeur physique et il n'est pas toujours facile de réaliser des capteurs insensibles à une sollicitation et non à une autre tout en restant peu intrusif.

La réponse du réseau de Bragg à une sollicitation se reflète sur le décalage de λ_b qui, une fois connu et étalonné, permet de remonter à la sollicitation exercée. Nous supposons ici que les variations en longueurs d'ondes induites par l'application de la température ou de la déformation sont linéaires¹ [104, 105]. Si plusieurs grandeurs sont appliquées simultanément le décalage de la longueur d'onde de Bragg sera reliée à ces grandeurs par :

$$\Delta\lambda_b = K_T\Delta T + K_\varepsilon\varepsilon \quad (3.1)$$

dans le cas où une différence de température ΔT et de déformation longitudinale ε sont appliquées au réseau. Le domaine d'étude est ici défini par une plage en température de 20 à 130°C, et une plage en déformation de 0-2000 $\mu\varepsilon$. Dans les cas réels où le capteur est intégré dans une structure ou un matériau, ces deux grandeurs agissent couramment de concert, c'est pourquoi plusieurs approches ont été développées pour pouvoir les découpler. L'équation (3.1) présentant deux inconnues, l'approche consiste à introduire une deuxième équation afin de résoudre le système et pouvoir ainsi découpler les deux grandeurs physiques. Nous présenterons ici seulement les cas où un deuxième réseau de Bragg est ajouté. Nous ne parlerons pas, par exemple, des cas où un thermocouple est ajouté à un FBG pour discriminer la température de la déformation, ni lorsqu'on ajoute au FBG un autre capteur à fibre optique ; comme par exemple un Fabry-Perrot extrinsèque [106] ou intrinsèque [107]. Le découplage/discrimination repose sur la résolution du système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_1 \\ \Delta\lambda_2 \end{bmatrix} = [\mathbf{K}] \begin{bmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

avec $[\mathbf{K}]$ la matrice des sensibilités :

$$[\mathbf{K}] = \begin{bmatrix} K_{T_1} & K_{\varepsilon_1} \\ K_{T_2} & K_{\varepsilon_2} \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

La solution de l'équation (3.2) existe si la matrice $[\mathbf{K}]$ est inversible, ce qui se traduit par

¹Ce qui est vrai au moins sur notre domaine d'étude

un déterminant D non nul :

$$D = K_{T_1} \cdot K_{\varepsilon_2} - K_{\varepsilon_1} \cdot K_{T_2} \neq 0 \quad (3.4)$$

Le découplage est alors possible seulement si les sensibilités sont différentes, ou du moins la différence du produit des sensibilités thermique et mécanique. Nous verrons dans la première partie de ce chapitre les différentes approches afin d'obtenir (et surtout de résoudre) ce système. Cette partie aura pour objectif de présenter l'intérêt du capteur développé dans ce travail en comparaison à d'autres techniques usuelles.

Nous présenterons ensuite la partie expérimentale de notre travail concernant l'inscription des réseaux superposés LPG/FBG. Nous y détaillerons la méthode d'inscription utilisée pour la superposition pour finir sur l'inscription des réseaux superposés distribués à des fins de multi-mesures en ligne.

3.1 Découplage température-déformation

Les différentes techniques utilisées afin de discriminer les sollicitations à l'aide des réseaux de Bragg, peuvent être classées en trois catégories :

- discrimination à l'aide d'un seul réseaux,
- discrimination à l'aide de plusieurs réseaux distribués,
- discrimination à l'aide de réseaux superposés.

Nous détaillerons donc dans cette partie chacune de ces méthodes utilisées pour le découplage température-déformation.

3.1.1 Découplage à l'aide d'un seul réseau de Bragg

3.1.1.1 Découplage avec un LPG

Les LPG sont les plus couramment utilisés afin de discriminer deux grandeurs physiques. En effet de part le couplage avec les modes de gaines, c'est-à-dire avec des indices effectifs différents, chaque grandeur exercée sur le réseau va agir différemment sur chaque modes couplés. Les sensibilités des différents modes couplés suivant la température et la déformation seront donc différentes. Ainsi le système (3.2) peut être résolu avec un seul LPG. Cependant, les sensibilités sont assez proches pour les pics de résonance dont les ordres sont les moins élevés d'un même LPG [108], et restent très différentes de celles du mode d'ordre le plus

élevé :

$$\begin{bmatrix} K_{T_{LPGA}} = 93 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{LPGA}} = 1.942 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_{LPGD}} = 37 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{LPGD}} = -0.032 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.5)$$

avec l'indice A pour le pic correspondant au couplage avec le mode d'ordre le plus élevé et D celui du dernier mode (voir figure 3.1). Ce LPG est inscrit à l'aide d'un laser UV continu à 244 nm, avec une période de $\Lambda = 280 \mu\text{m}$ dans une fibre SMF-28.

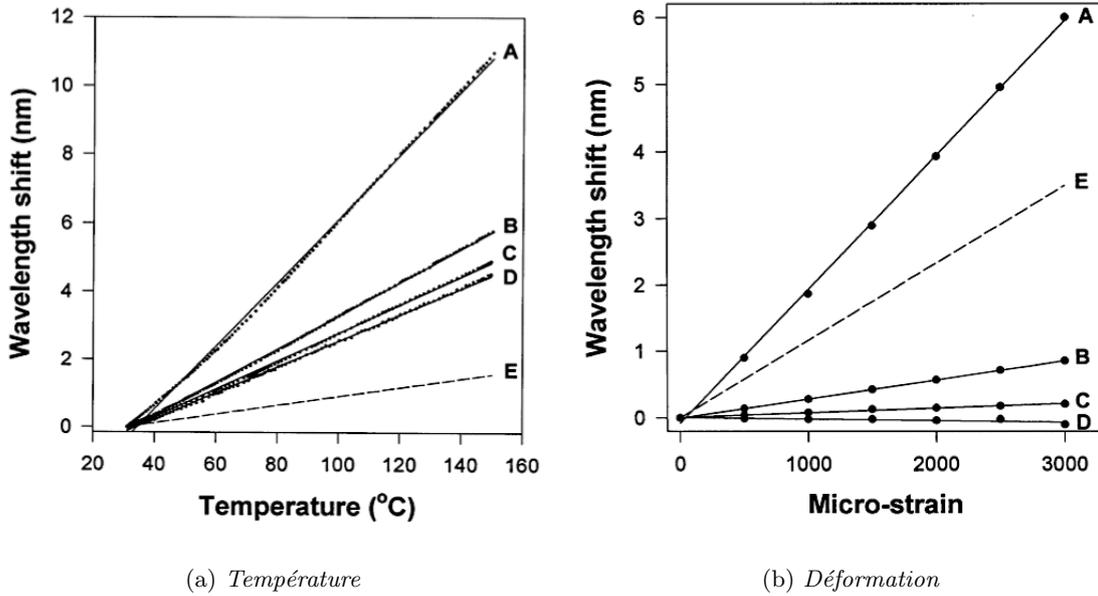


FIG. 3.1 – Variation des longueurs d'ondes des principaux pics de résonance d'un LPG (A-D) et d'un FBG (E) (d'après [108]).

Mis à part le mode le plus élevé (courbe A sur la figure 3.1) les sensibilités restent semblables en température (courbes B à D), donc seul le suivi du mode le plus élevé (A) et de celui le plus bas (D) semble la solution la plus envisageable pour un découplage optimum.

3.1.1.2 Découplage avec un FBG

FBG incliné (tilté) L'autre approche que l'on peut observer est l'utilisation d'un réseau de Bragg tilté. En effet nous avons vu que ce type de réseau a pour effet de coupler non seulement avec le mode contra-propagatif, mais également avec les modes de gaine. La figure 3.2 illustre le spectre transmis d'un tel réseau en faisant apparaître le mode de coeur (le plus à droite) et les modes de gaines.

Ainsi on se retrouve dans un cas similaire à celui des LPG puisque la mesure du pic

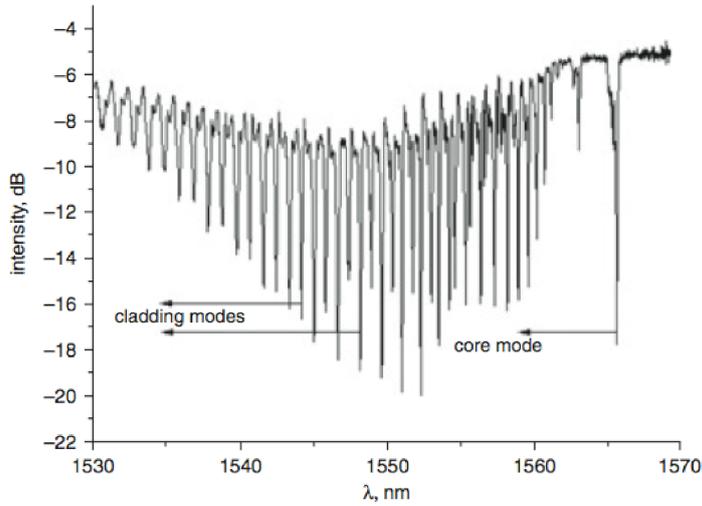


FIG. 3.2 – Spectre transmis d'un FBG tilté (d'après [109]).

de résonance du mode contra-propagatif et de celui d'un des modes de gaine rend possible la résolution de la matrice. Là encore, ce système présente un inconvénient majeur dans la sélection du pic de résonance du mode de gaine. En effet si on regarde le spectre transmis de la figure 3.2, on aperçoit de nombreux pics de résonances pour les modes de gaine. Ceux-ci présentent une atténuation variable et une largeur à mi hauteur très faible, il sera donc très difficile de pouvoir repérer et suivre le bon pic dans le temps. Les sensibilités pour un tel réseau (inscrit avec un laser KrF dans une fibre SMF-28 hydrogénée) conduisent à la matrice [K] d'après Miao *et al.* [109] :

$$[K] = \begin{bmatrix} K_{T_{co}} = 11.1 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{co}} = 0.657 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_{cl}} = 11.1 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{cl}} = 0.766 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

avec $K_{T_{co}}$, $K_{\varepsilon_{co}}$ les sensibilités en température et déformation pour le mode de coeur, et respectivement avec l'indice cl pour les modes de gaine. La même sensibilité à la température et celles très proche de déformation ($\approx 15\%$ d'écart) conduisent au déterminant :

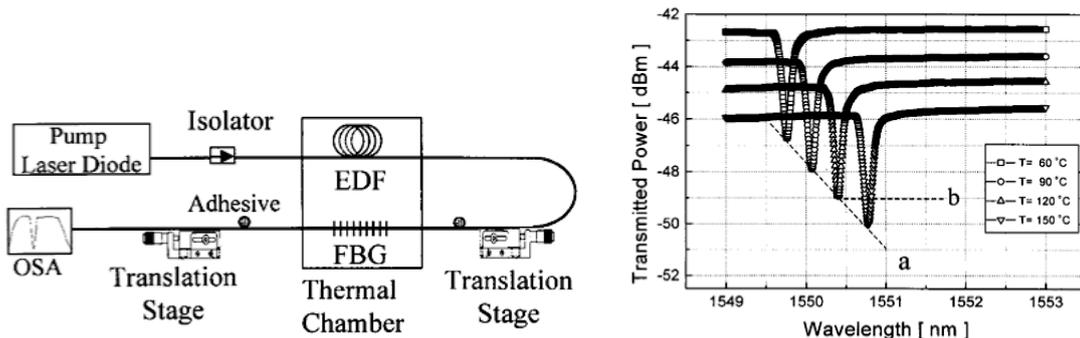
$$D = 1.25 \text{ pm}^2/^\circ\text{C}/\mu\varepsilon \quad (3.7)$$

Celui-ci très proche de zéro, ne rend pas la discrimination facile des deux grandeurs physiques mesurées et conduit à des incertitudes importantes sur le découplage.

FBG et amplificateur D'autres approches considèrent, en plus du décalage en longueur d'onde du réseau, la variation de la puissance transmise. A ce titre les amplifications optiques à base de fibres dopées erbium (*EDFA : Erbium-doped Fiber Amplifier*) présentent une forte dépendance à la température [110]. Une variation de température appliquée à un amplificateur va donc modifier son gain et donc la puissance transmise. Ainsi le système (3.2) revient à écrire :

$$\begin{bmatrix} \Delta P \\ \Delta \lambda \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{T_{\text{puissance}}} & 0 \\ K_{T_{\text{FBG}}} & K_{\varepsilon_{\text{FBG}}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

avec ΔP la variation de puissance. Le système (3.8) peut donc être résolu en conjuguant l'EDFA avec un FBG. La figure 3.3(a) illustre le montage expérimental étudié par Jung *et al.* [111].



(a) Montage FBG associé à un EDFA

(b) Spectre en transmission d'un FBG associé à un EDFA pour plusieurs températures

FIG. 3.3 – Etude d'un découplage température-déformation utilisant un FBG associé à un EDFA (d'après [111]).

Bien que le principe soit intéressant, il ne peut être facilement appliqué à des cas réels. En effet pour que le découplage soit efficace il est nécessaire que l'amplificateur et le FBG soit soumis ensemble à la même variation de température. Comme le montre la figure 3.3(a) l'utilisation d'un four est alors obligatoire et réduit drastiquement la possibilité de mesures locales. La figure 3.3(b) illustre le déplacement en longueur d'onde du réseau et la variation de puissance transmise du niveau de référence suivant plusieurs températures et met en évidence que ce système est tributaire de la stabilité du niveau de référence qui va être

le facteur important quant aux erreurs de mesures. Ces fluctuations sont estimées être de l'ordre de ± 0.01 dBm/°C pour une sensibilité à la température de -0.0425 dBm/°C [111] ce qui représente une erreur d'environ 25% sur la mesure effectuée. Enfin, la mesure étant basée sur l'intensité, une perte d'intensité (due à une courbure additionnelle par exemple) sera traduite par une variation des mesurandes.

3.1.1.3 Découplage avec plusieurs ordres de diffraction

On peut encore citer une approche différente au problème de la discrimination. En effet certaines études se sont tournées vers la discrimination température-déformation (avec un seul réseau) en utilisant les multiples ordres de diffractions du réseaux de Bragg (FBG ou LPG). Dans le cas d'un FBG, ces ordres sont très difficiles à obtenir. Bien que la faisabilité a été démontrée [112] en utilisant un masque d'amplitude, ces derniers sont très difficiles à réaliser pour des périodes inférieures au micron. On peut sinon les obtenir à l'aide d'un masque de phase en surexposant le FBG. Dans ce cas précis, il ne faudrait pas utiliser une fibre standard car elle risquerait de présenter des lobes secondaires dus aux couplages avec les modes de gaine rayonnés [113].

Il est également nécessaire d'utiliser deux sources différentes pour interroger le réseau. En effet les sources ASE habituellement utilisées pour interroger les FBG ont une largeur spectrale typique de 1500 à 1600 nm. Cependant pour observer le deuxième ordre de diffraction une autre source doit être utilisée et centrée sur une longueur d'onde deux fois plus faible (aux environs de 780 nm). On rappelle à ce titre que la formule du réseau de Bragg est $\lambda_{b_{FBG}} = \frac{2n_e\Lambda}{N}$ avec N l'ordre de diffraction. Les sensibilités de tels dispositifs sont, proportionnellement à la longueur d'onde de Bragg, très proches [114] comme le montre la matrice des sensibilités ainsi obtenue pour un réseau inscrit dans une fibre mono-mode standard :

$$\begin{bmatrix} K_{T_1} = 11.87 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_1} = 1.203 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_2} = 6.604 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_2} = 0.603 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

avec K_{T_i} et K_{ε_i} les sensibilités pour les ordres de diffraction i ($i=1,2$). Le déterminant reste donc ici très proche de zéro (≈ 1) et ne permet au final de découpler les deux sollicitations que très faiblement.

La même approche est également possible pour les LPG [115]. Les longueurs d'onde de Bragg des LPG étant fonctions de l'indice effectif de chaque mode, les sensibilités sont beaucoup plus différentes en comparaison des FBG. Dans les travaux de Allsop *et al.* [115], les

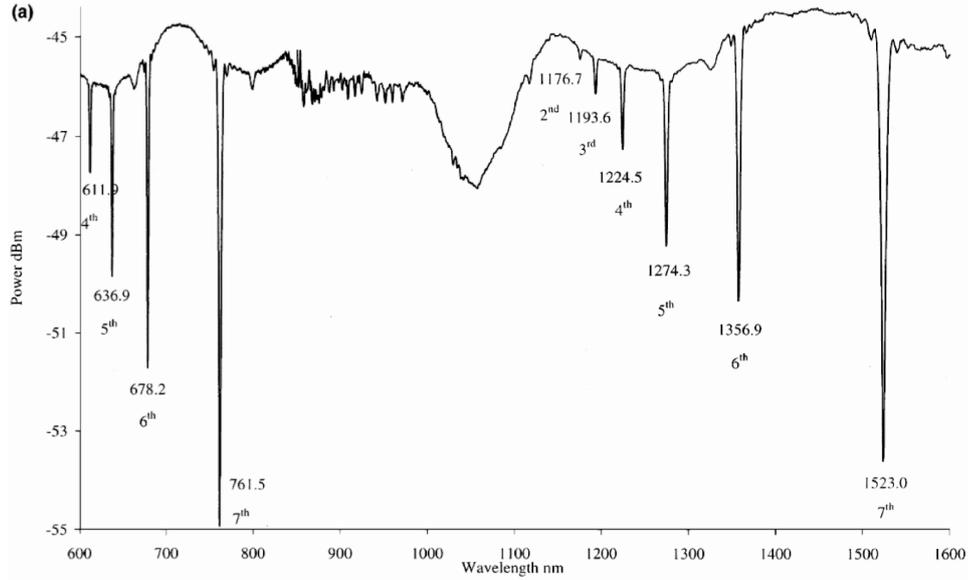


FIG. 3.4 – Spectres transmis de réseaux de Bragg longue période présentant deux ordres de diffraction (d'après [115]).

réseaux sont inscrits dans une fibre monomode dopée Germanium/Bore à l'aide d'un faisceau laser YAG² triplé, irradiant la fibre à travers un masque d'amplitude. Ainsi la matrice des sensibilités est donnée par [115] :

$$\begin{bmatrix} K_{T_1} = -509 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_1} = 1.461 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_2} = -251 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_2} = 0.647 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.10)$$

avec K_{T_i} et K_{ε_i} les sensibilités pour les ordres de diffraction i ($i=1,2$). Le spectre est présenté figure 3.4. Ce qui conduit à un déterminant : $D \approx 37 \text{ pm}^2/^\circ\text{C}/\mu\varepsilon$

3.1.2 Découplage à l'aide de plusieurs réseaux de Bragg

Cette partie comporte en réalité deux groupes. Dans le premier on considère plusieurs fibres optiques sur lesquels sont inscrits un seul réseau. Dans le deuxième nous avons plusieurs réseaux de Bragg inscrits sur une seule fibre optique.

3.1.2.1 Découplage avec plusieurs fibres

Le principe de cette approche consiste à inscrire deux réseaux de Bragg sur deux fibres différentes et de souder ces dernières bout à bout. La méthode proposée par Han *et al.* [116]

²YAG = Yttrium Aluminium Garnet ou grenat d'yttrium-aluminium est le cristal servant de milieu amplificateur.

repose sur l'inscription de deux réseaux à pas longs sur deux fibres différentes (la première dopée en germanium et la deuxième en bore) soudées l'une à l'autre. Les deux LPG sont inscrits de tel sorte que les pics de résonance de l'ordre le plus élevé se recouvrent (voir figure 3.5).

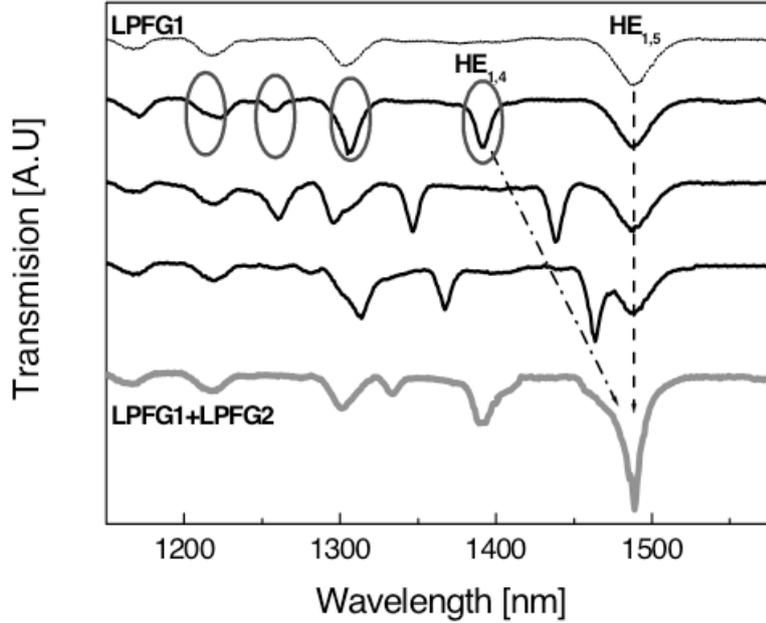


FIG. 3.5 – Evolution du spectre transmis lors de l'inscription du deuxième LPG noté LPFG1+LPGF2 (d'après [116]).

Cependant la sensibilité à la température de l'un est positive tandis que celle du deuxième est négative, la matrice de sensibilité (éq. (3.11)) est donnée d'après Han *et al.* [116]. De plus, ce type de dispositif permet de contrôler les sensibilités des réseaux en utilisant des fibres plus ou moins dopées, et donc de maîtriser plus facilement le degré de découplage.

$$\begin{bmatrix} K_{T_1} = 100 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_1} = 460 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_2} = -590 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_2} = 460 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

Ainsi le pic de résonance suivi est celui qui résulte de la superposition des pics notés $HE_{1,5}$ du premier LPG et $HE_{1,4}$ du deuxième sur la figure 3.5. Lorsqu'une déformation est appliquée sur l'ensemble des deux réseaux, le pic superposé va se déplacer (les deux réseaux ayant les mêmes sensibilités à la déformation), tandis qu'il va se dédoubler lorsqu'il sera soumis à une variation de température, il ne restera qu'à mesurer l'écart entre les deux pics de résonance pour déterminer la grandeur mesurée. La combinaison des effets des deux

sollicitations pourra ainsi être discriminée si et seulement si les deux réseaux sont soumis aux mêmes grandeurs. Cela implique des sollicitations au moins uniformes sur la longueur (spatiale) des deux réseaux, il se pose ainsi le problème de localisation de la sollicitation en présence d'un gradient. Une technique identique consiste à réaliser deux réseaux de Bragg sur deux fibres de diamètres différents puis de les souder [117].

3.1.2.2 Découplage à l'aide de réseaux distribués FBG-FBG

Les sensibilités aux grandeurs physiques des deux FBG considérés étant relativement proche l'une de l'autre, de nouvelles méthodes sont nécessaires afin de discriminer les deux sollicitations. La plupart d'entre elles utilisent un moyen extérieur au réseau pour : soit rendre insensible le FBG à une des deux grandeurs (tandis que l'autre mesure les deux), soit provoquer une augmentation de la sensibilité d'un des deux réseaux.

Utilisation de la biréfringence induite La biréfringence dans une fibre optique est généralement induite lors de l'inscription du réseau. Nous avons vu qu'une inscription transverse ne permettait pas une répartition uniforme de l'indice de réfraction selon le rayon, cela induit une anisotropie qui conduit à un phénomène de biréfringence. Celle-ci a pour conséquence d'introduire des pertes dans le signal transmis. Ainsi en couplant ce phénomène au déplacement du réseau en longueur d'onde on peut arriver à discriminer deux grandeurs [118]. Cependant la présence d'une courbure va induire un changement dans la polarisation, il est donc nécessaire d'utiliser des fibres à maintien de polarisation pour éviter cet inconvénient.

Utilisation d'une fibre optique collée Si on considère deux FBG identiques et distribués, le spectre transmis, aussi bien que réfléchi, ne présente qu'un seul pic de résonance rendant ainsi la discrimination impossible. Cependant une étude récente [119] montre que si une seconde fibre optique est collée de telle sorte qu'elle ne le soit qu'à hauteur du second réseau (voir figure 3.6(a)) la sensibilité à la déformation du second FBG se trouve modifiée car la section au niveau du second réseau est plus importante donc sa sensibilité plus faible (voir figure 3.6(b)).

La matrice des sensibilités obtenue est donc définie par [119] :

$$\begin{bmatrix} K_{T_{FBG1}} = 10.07 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{FBG1}} = 1.34 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_{FBG2}} = 10.14 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{FBG2}} = 0.47 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

ce qui conduit à un déterminant de : $D = 10.07 \times 0.47 - 1.34 \times 10.14 = -8.85 \text{ pm}^2/\mu\varepsilon/^\circ\text{C}$. On

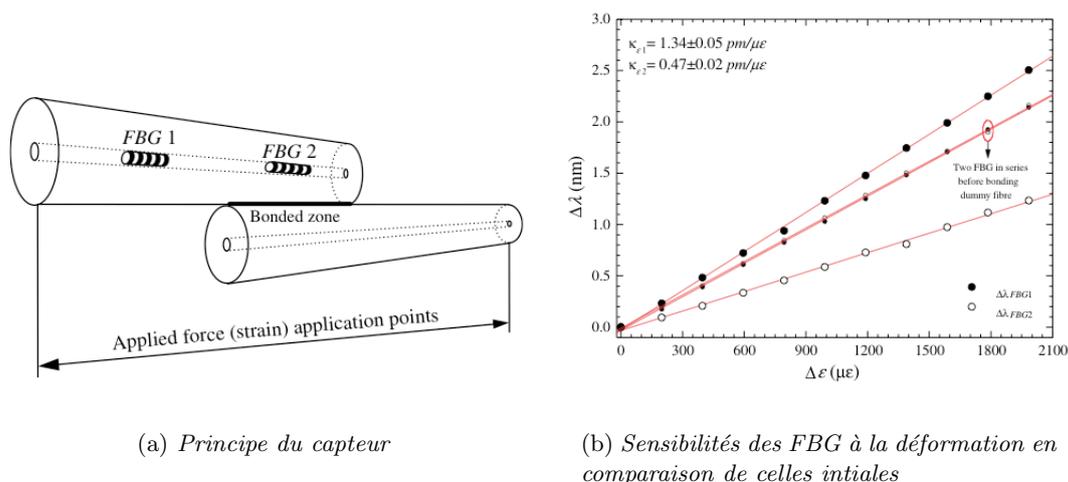


FIG. 3.6 – Etude de la discrimination température-déformation (d'après [119]).

peut cependant s'interroger sur la similitude de la déformation mesurée par les deux réseaux placés spatialement à deux endroits différents. Aussi, le collage des deux fibres l'une à l'autre présente des difficultés techniques certaines quant à la position du deuxième FBG.

Utilisation d'un tube capillaire Deux FBG sont inscrits sur une même fibre, l'un est inséré dans un tube capillaire (voir figure 3.7(a)) et ne mesure que la température, tandis que le second est sensible aux deux grandeurs [120] (le premier joue donc ici le rôle de référence).

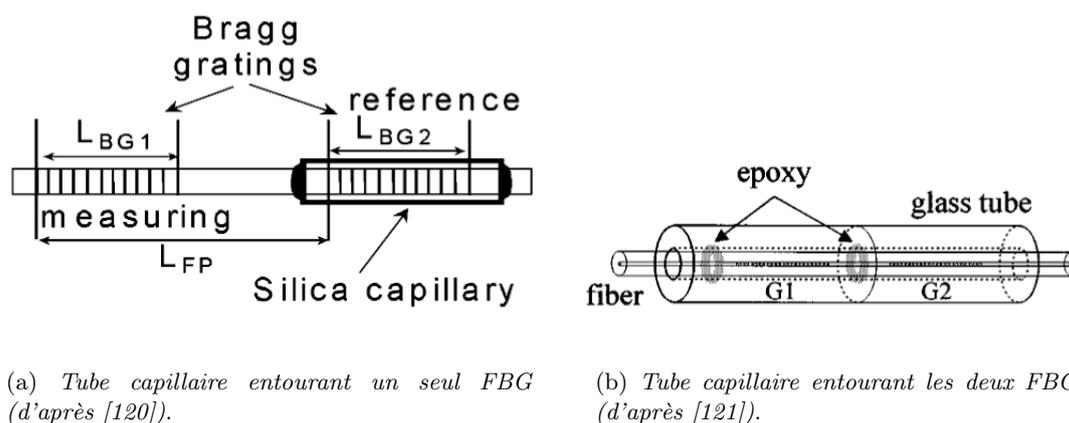


FIG. 3.7 – Principe d'un capteur utilisant un tube capillaire.

Les deux FBG sont identiques (période, longueur) et leurs résonances se superposent sur le spectre transmis et/ou réfléchi. Ainsi lorsqu'une déformation est exercée sur le capteur, la résonance se dédouble (celle du réseau de référence ne bougeant pas), tandis qu'elle se

décale simplement pour une variation de température. Ici aussi, bien que la discrimination soit possible, la mesure s'effectue en deux endroits séparés spatialement d'au moins la longueur des deux FBG, et ne peut donc pas être appliquée pour des mesures locales de grandeurs. Cependant avec deux FBG identiques, leur signature spectrale va être la même, la discrimination n'est seulement possible s'il existe des phénomènes de battement dans la structure.

Une approche similaire consiste à placer les deux FBG dans un tube capillaire [121]. Les réseaux sont inscrits dans une fibre dopée fortement en germanium, à environ 1 cm l'un de l'autre. Les extrémités du premier (noté G1) sont collées au tube de façon à ce que la déformation ne pas soit transmise au second (voir figure 3.7(b)). Les dimensions du tube sont assez conséquentes : le diamètre interne est de 0.65 mm pour un diamètre externe intrusif de 2.9 mm. Les sensibilités mesurées sont :

$$\begin{bmatrix} K_{TG1} = 9.10 \text{ pm}/^\circ\text{C} & 0 \\ K_{TG2} = 9.10 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon G2} = 1.23 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

ce qui conduit à un déterminant moyen : $D = 11.2 \text{ pm}^2/\mu\varepsilon/^\circ\text{C}$

Utilisation de FBG de types différents Une possibilité de discrimination température-déformation a été démontrée par Shu *et al.* [122, 123]. Les deux FBG sont inscrits sur une fibre codopée Ge/B, hydrogénée ou non. Suivant les conditions d'irradiation on peut générer différents types de réseaux : I, IA et IIA. Pour rappel, lorsqu'un FBG est inscrit le pic de résonance est formé jusqu'à un maximum (type I). Cependant si l'irradiation UV est continue, l'atténuation du pic de résonance s'affaiblit jusqu'à annulation totale du réseau³ suivi d'une reformation (type IIA). Les sensibilités observées par Shu *et al.* [123] sont résumées dans le tableau 3.1.

	Type I	Type IA	Type IIA
T(pm/°C)	9.56	7.37	10.02
	9.03	7.53	10.20
ε (pm/ $\mu\varepsilon$)	1.072	1.074	1.075
	1.067	1.068	1.072

TAB. 3.1 – Sensibilités mesurées pour différents types de FBG (d'après[123]).

Bien que cette approche soit des plus originales, elle ne permet cependant pas un découplage très efficace entre les deux mesurandes. Les sensibilités très proches entre les

³Ce phénomène est uniquement observable dans les fibres hydrogénées et fortement dopées.

différents types de réseaux conduisent à des erreurs importantes lors de la discrimination.

3.1.2.3 Découplage à l'aide de réseaux distribués LPG-LPG

La majeure partie des études réalisées sur la discrimination température-déformation à l'aide de LPG distribués nécessite l'utilisation de deux types de fibres différentes. Cependant l'utilisation de paires de LPG est également possible (LPGP). Cette paire est constituée de LPG inscrits, de même période, de telle sorte que les modes de gaines couplés du premier LPG découpent dans le cœur dans le deuxième réseau afin de créer des interférences. L'étude réalisée par Bey *et al.* [124] montre, outre les erreurs de mesures importantes, les sensibilités suivantes :

$$\begin{bmatrix} K_{T_{LPGP1}} = -300 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{LPGP1}} = -0.3 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_{LPGP2}} = -500 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{LPGP2}} = -0.02 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

ce qui donne un déterminant de : $D = -144 \text{ pm}^2/^\circ\text{C}/\mu\varepsilon$. Le LPGP étant inscrit sur une fibre codopée B/Ge, on remarque des sensibilités à la température par conséquent beaucoup plus importantes. Cette méthode est intéressante si on met de côté la très faible sensibilité à la déformation, ce qui introduit d'importantes erreurs comme le montre les coefficients de corrélation des droites de régressions linéaires qui vont de 0.98 au mieux et 0.02 au pire (en passant par 0.69) sur le graphe d'étalonnage en déformation (figure 5 de [124]). Cela laisse envisager que de telles erreurs ne conduisent pas à une appréhension correcte des sensibilités, et donc à une discrimination efficace comme le montre la figure 3.8 où on appréciera les erreurs sur la déformation.

3.1.2.4 Etude de réseaux distribués FBG-LPG

Une autre technique breveté par Kersey *et al.* [125] puis utilisée par Patrick *et al.* [126] met en avant la faisabilité de découpler la température de la déformation en utilisant un LPG suivi de deux FBG. Les deux pics de résonance des FBG sont placés de part et d'autre de celui du LPG sur le spectre transmis. L'étude du capteur sur le spectre réfléchi est ici intéressante. Le pic du LPG n'apparaissant pas sur ce dernier car sa plage spectrale est trop importante par rapport à la plage de détection, il est possible de retrouver les variations de sa longueur d'onde de Bragg en observant les variations d'intensité transmises des FBG. Lorsqu'une déformation est appliquée la longueur d'onde du LPG va se déplacer (négativement).

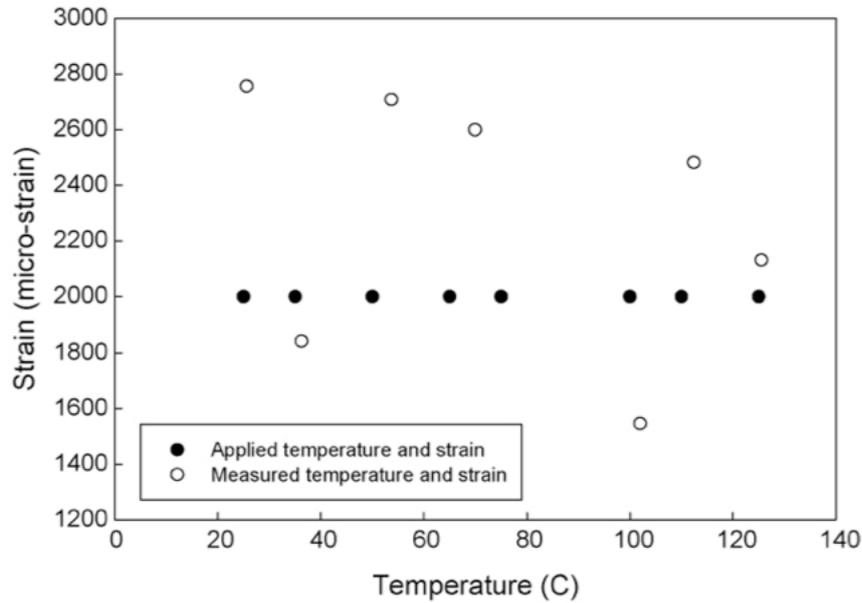


FIG. 3.8 – Tests de validation du capteur développé par [124].

Le spectre transmis va alors montrer une diminution de l'intensité de la résonance du premier FBG, et une augmentation de celle du deuxième. Le phénomène inverse se produira, de façon plus importante certes, si une variation de température est exercée sur l'ensemble des réseaux. Cette méthode présente néanmoins l'inconvénient de nécessiter une très bonne reproductibilité de l'inscription des réseaux, et quand bien même, la plage spectrale d'observation des résonances ne permet pas de mesurer de grandes variations de température ni de déformation. Celle-ci est de l'ordre de 25°C et $1000 \mu\epsilon$ [126], ce qui restreint très fortement l'utilisation d'un tel capteur. Par contre, on notera l'aspect différentiel pour la mesure de l'intensité, la mesure restant correcte s'il y a une perte à un endroit sur la fibre optique (connexion, courbure).

3.1.3 Découplage à l'aide de réseaux superposés

3.1.3.1 Réseaux superposés FBG/FBG

Cette approche développée initialement par Xu *et al.* [127] préconise l'inscription de deux FBG de périodes différentes l'un sur l'autre. Cependant celles-ci doivent être significativement différentes pour que les longueurs d'onde de Bragg soient assez éloignées 850 nm et 1300 nm d'après Xu *et al.* [127]. Cette différence de λ_b est nécessaire pour un meilleur conditionnement de la matrice [K]. En effet, deux réseaux inscrits avec des périodes relativement similaires ne pourront découpler la température de la déformation étant donné que leurs sensibilités

seront très proches. La matrice $[K]$ est donnée par [127] :

$$\begin{bmatrix} K_{T_{FBG1}} = 8.72 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{FBG1}} = 0.96 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_{FBG2}} = 6.30 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{FBG2}} = 0.59 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

avec $K_{T_{FBGi}}$ et $K_{\varepsilon_{FBGi}}$ les sensibilités à la température et à la déformation des FBGi ($i=1,2$). Celles-ci conduisent à un déterminant de l'ordre de $D = -0.9 \text{ pm}^2/\mu\varepsilon/^\circ\text{C}$.

3.1.3.2 Réseaux superposés LPG/FBG

La solution proposée au découplage température-déformation par Wang *et al.* [128, 129] semble être la plus prometteuse. Le FBG est inscrit au moyen d'un masque de phase, puis le LPG est inscrit par dessus en utilisant un masque d'amplitude. Nous savons que les sensibilités entre un FBG et un LPG sont très différentes, le découplage entre les deux mesurandes est donc beaucoup plus facile à réaliser. Les sensibilités mesurées par Wang *et al.* [129] sont résumées dans la matrice :

$$\begin{bmatrix} K_{T_{LPG}} = 69.4 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{LPG}} = -0.17 \text{ pm}/\mu\varepsilon \\ K_{T_{FBG}} = 13.1 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{FBG}} = 1.1 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

et qui conduit au déterminant : $D = 81.59 \text{ pm}^2/\mu\varepsilon/^\circ\text{C}$

Une autre méthode intéressante consiste à inscrire une superstructure. La différence avec la technique précédente réside dans le procédé d'inscription. Plutôt que d'inscrire le LPG (ou FBG) en premier, puis le FBG (ou LPG) par la suite, cette technique à l'originalité d'inscrire les deux réseaux en même temps [130]. Pour cela, le masque d'amplitude est posé sur le masque de phase et le faisceau laser est focalisé sur la fibre (monomode et hydrogénée) au travers des deux masques. On ne peut plus parler dans ce cas de réseaux superposés FBG/LPG mais d'une structure qui comporte des caractéristiques identiques. Le spectre transmis présente à la fois les pics de résonance du LPG mais également ceux du FBG (au nombre de trois cependant, dû à l'influence du LPG sur le FBG) et situés sur le flanc d'un des pics de résonance du LPG (voir figure 3.9).

La discrimination température-déformation est rendue possible en mesurant le déplacement en longueur d'onde du FBG (celle à 1561.1 nm) d'une part, mais aussi de son intensité. Cette dernière varie effectivement suivant les variations de la résonance du LPG. Ici aussi comme dans les références [125, 126], mesurer l'intensité transmise revient à mesurer

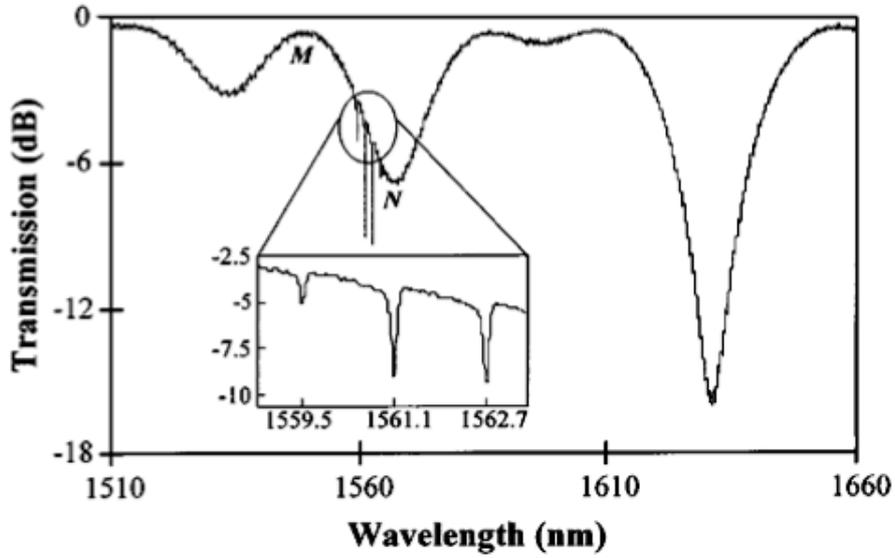


FIG. 3.9 – Spectre transmis de la superstructure réalisée par [130].

la variation de la résonance du LPG. Le système (3.2) devient ainsi :

$$\begin{bmatrix} \Delta I \\ \Delta \lambda_{b_{FBG}} \end{bmatrix} = [K] \begin{bmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

avec la matrice des sensibilités obtenues après étalonnage [130] :

$$\begin{bmatrix} K_{T_I} = 0.0261 \text{ dB}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_I} = -0.00148 \text{ dB}/\mu\varepsilon \\ K_{T_{FBG}} = 11.3 \text{ pm}/^\circ\text{C} & K_{\varepsilon_{FBG}} = 1.06 \text{ pm}/\mu\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.18)$$

Cependant, afin d'éviter des erreurs importantes sur l'appréciation des sensibilités, la mesure de l'intensité aurait dû être effectuée par rapport au niveau de référence. En effet pour éviter les variations de puissance (stabilité) de la source, seule une mesure de la différence entre maximum et minimum du pic de résonance est viable, et peut conduire à une estimation réelle de la sensibilité. Cela est évidemment valable pour toutes les techniques où la mesure d'intensité est nécessaire pour estimer les grandeurs ε ou T . Ce principe repris par Chi *et al.* [131] peut également permettre la mesure d'une grandeur supplémentaire : la déformation transverse.

3.1.4 Sensibilités croisées

Dans les études citées précédemment, seules les sensibilités respectives à la température et à la déformation ont été considérées, et ce séparément. Il n'a pas été tenu compte des sen-

sibilités croisées, c'est-à-dire d'une éventuelle influence de la température sur la déformation et réciproquement. Si l'on devait en tenir compte, l'expression (3.1) deviendrait [132] :

$$\Delta\lambda_b = K_t\Delta T + K_\varepsilon\varepsilon + K_{T\varepsilon}\varepsilon \cdot \Delta T \quad (3.19)$$

Cependant ce terme est généralement négligeable au regard des erreurs de mesures effectuées (voir chapitre 4). Celui-ci, mesuré expérimentalement, est de l'ordre de 1% de la mesure effectuée [115].

3.2 Efficacité de découplage

Nous avons vu dans les parties précédentes que de nombreuses approches existent afin de découpler la température de la déformation. Toutes les méthodes présentées sont, effectivement, des techniques permettant la discrimination des grandeurs considérées. Cependant, elles ne sont pas forcément utilisables pour des applications réelles de mesure en raison de la différenciation entre les sensibilités aux deux paramètres qui est parfois loin d'être suffisante. C'est pourquoi il nous a paru nécessaire de pouvoir les comparer au regard de l'efficacité de la discrimination réalisée. En s'intéressant au déterminant de la matrice des sensibilités, nous avons pu observer qu'en réalité ce paramètre ne permet pas une véritable appréciation des deux mesurandes. Il en donne un aperçu mais n'est pas suffisant pour départager les méthodes. En effet, dans la littérature, seul l'inverse du déterminant est décrit comme condition suffisante pour remonter à l'existence et l'unicité des solutions de la matrice.

Précisons ici que ce n'est pas une condition suffisante mais nécessaire. Il serait donc intéressant de pouvoir estimer l'efficacité, qualité du capteur ; non pas uniquement en termes d'erreurs de mesures (qui feront l'objet du chapitre suivant) mais en termes de découplage des grandeurs mesurées [133]. Nous souhaitons pouvoir discriminer deux grandeurs physiques : la température et la déformation. Définissons tout d'abord un vecteur de variations en longueurs d'onde suivant la température si $\varepsilon = 0$:

$$\Delta\vec{\lambda}_T = \begin{cases} \Delta\lambda_{TL} = K_{TL} \\ \Delta\lambda_{TF} = K_{TF} \end{cases} \quad (3.20)$$

Nous pouvons définir un vecteur unitaire directeur de la droite (voir figure 3.10) :

$$\delta\vec{\lambda}_T = \frac{\Delta\vec{\lambda}_T}{\|\Delta\vec{\lambda}_T\|} = \begin{cases} K_{TL} \cdot (K_{TL}^2 + K_{TF}^2)^{-1/2} \\ K_{TF} \cdot (K_{TL}^2 + K_{TF}^2)^{-1/2} \end{cases} \quad (3.21)$$

Le même raisonnement conduit, en supposant $\Delta T = 0$, à :

$$\delta\vec{\lambda}_\varepsilon = \begin{pmatrix} K_{\varepsilon L} \cdot [K_{\varepsilon L}^2 + K_{\varepsilon F}^2]^{-1/2} \\ K_{\varepsilon F} \cdot [K_{\varepsilon L}^2 + K_{\varepsilon F}^2]^{-1/2} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

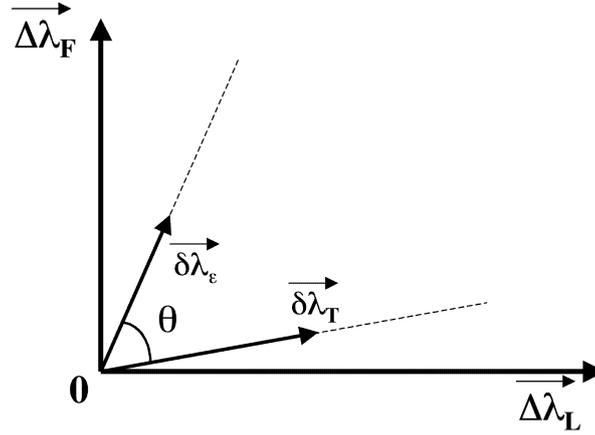


FIG. 3.10 – Représentation graphique de l'efficacité de découplage.

Avec les équations (3.20) à (3.22), nous pouvons introduire un paramètre normalisé E pour quantifier le découplage de la température de la déformation :

$$\text{Efficacité de découplage } E = \sin(\theta) = \frac{|D|}{\|\Delta\vec{\lambda}_T\| \cdot \|\Delta\vec{\lambda}_\varepsilon\|} \quad (3.23)$$

soit

$$E = |D| \cdot [(K_{TL}^2 + K_{TF}^2) \cdot (K_{\varepsilon L}^2 + K_{\varepsilon F}^2)]^{-1/2} \quad (3.24)$$

L'efficacité de découplage est exprimée entre 0 et 1, avec 1 le meilleur découplage température-déformation et 0 le pire. Nous pouvons donc à présent comparer les différentes études répertoriées dans la littérature et juger de leur pertinence quant à l'efficacité de découplage [133]. Le tableau 3.2 reprend les résultats des sensibilités des études présentées précédemment et en donne l'efficacité du découplage effectué. L'efficacité de découplage E que nous proposons permet de comparer les différentes techniques proposées dans la littérature sans tenir compte du système d'interrogation, ce qui est usuellement fait dans la littérature en comparant les incertitudes de mesure. Nous nous intéressons ici uniquement à la partie transducteur du capteur. Le paramètre E du tableau 3.2 permet de classer les méthodes de découplage en trois catégories. La première est représentée par une efficacité de découplage faible pour $E < 10\%$, celle-ci peut être qualifiée de moyenne si E est compris entre 30% et

40%, et bonne pour $E > 70\%$. L'observation du tableau permet de mettre en évidence de façon précise la technique qui offre la plus grande facilité de découplage.

Techniques	Matrice K	Déterminant ($pm^2/^\circ C/\mu\varepsilon$)	Efficacité découplage E	Référence
LPG seul	$\begin{bmatrix} 93 & 6 \\ 50 & 0.8 \end{bmatrix}$	-225.6	35%	[108]
FBG tilté	$\begin{bmatrix} 11.1 & 0.657 \\ 11.1 & 0.766 \end{bmatrix}$	1.2099	7%	[109]
FBG ordres diffractions	$\begin{bmatrix} 11.87 & 1.203 \\ 6.604 & 0.603 \end{bmatrix}$	-0.787	4%	[114]
LPG ordres diffractions	$\begin{bmatrix} -509 & 1.461 \\ -251 & 0.647 \end{bmatrix}$	37	4%	[115]
LPG fibres différentes soudées	$\begin{bmatrix} 100 & 460 \\ -590 & 460 \end{bmatrix}$	317400	81%	[116]
FBG tube capillaire	$\begin{bmatrix} 9.10 & 0 \\ 9.10 & 1.23 \end{bmatrix}$	11.193	70%	[121]
FBG distribués collés	$\begin{bmatrix} 0.07 & 1.34 \\ 10.14 & 0.47 \end{bmatrix}$	-8.85	43%	[119]
Superposition FBG/FBG	$\begin{bmatrix} 8.72 & 0.96 \\ 6.30 & 0.59 \end{bmatrix}$	-0.9032	7%	[127]
Superposition FBG/LPG	$\begin{bmatrix} 69.4 & -0.5 \\ 10.5 & 1.1 \end{bmatrix}$	81.59	96%	[128, 129]
LPGP	$\begin{bmatrix} -300 & -0.3 \\ -500 & -0.02 \end{bmatrix}$	-144	82%	[124]

TAB. 3.2 – Comparatif de la pertinence du découplage température-déformation pour plusieurs méthodes.

L'observation des résultats présentés dans le tableau 3.2 indique que le choix le plus judicieux afin de discriminer correctement la température de la déformation est clairement le procédé utilisé par Wang *et al.* [128] concernant la superposition LPG/FBG pour lequel l'efficacité de découplage est la plus importante.

3.3 Inscription des réseaux superposés LPG/FBG

3.3.1 Inscription des LPG

Après comparaison des différentes méthodes d'inscription des réseaux longues périodes, celle choisie, en considérant le problème de la superposition, est la méthode point à point dans laquelle le faisceau laser UV incident est focalisé sur la fibre optique qui se déplace suivant le pas désiré. En effet, cette méthode permet, nous l'avons vu, une plus grande liberté dans l'inscription des LPG. La focalisation du faisceau laser sur la fibre peut se faire au moyen d'une lentille cylindrique ou encore sphérique. La source blanche utilisée pour le suivi

de l'inscription est une source blanche supercontinuum réalisée par le Laboratoire Hubert Curien, et le récepteur est un analyseur de spectre (OSA : Optical Spectrum Analyser) HP 70950B dont la plage spectrale couvre les longueurs d'onde de 600 à 1700 nm. La résolution va de 10 à 0.05 nm. Le laser utilisé pour l'inscription de réseaux est un laser UV (doublé intra-cavité) à 244 nm de chez Cohérent (300C MotoFreD).

Le banc d'inscription est représenté par la figure 3.11. On peut y discerner la fibre optique maintenue par deux mords sur chaque extrémité et plaquée contre le masque de phase grâce à une platine de translation micrométrique. En réalité nous tenons compte du problème de la superposition c'est pourquoi pour l'inscription des LPG, la fibre est plaquée contre la partie en verre du masque, c'est-à-dire la partie où il n'y a pas le réseau de diffraction. Ainsi l'inscription du FBG par la suite sera simplifiée. Le tout est monté sur une dernière platine de translation qui va permettre le déplacement de la fibre lors de l'inscription. Les réglages optiques d'autocollimation sont possibles grâce à diverses platine de translation et de rotations qui permettent un grand degré de liberté et d'ajustement pour aligner le faisceau du laser perpendiculairement au masque. Une lentille est placée entre le laser et le masque pour focaliser le faisceau sur la fibre.

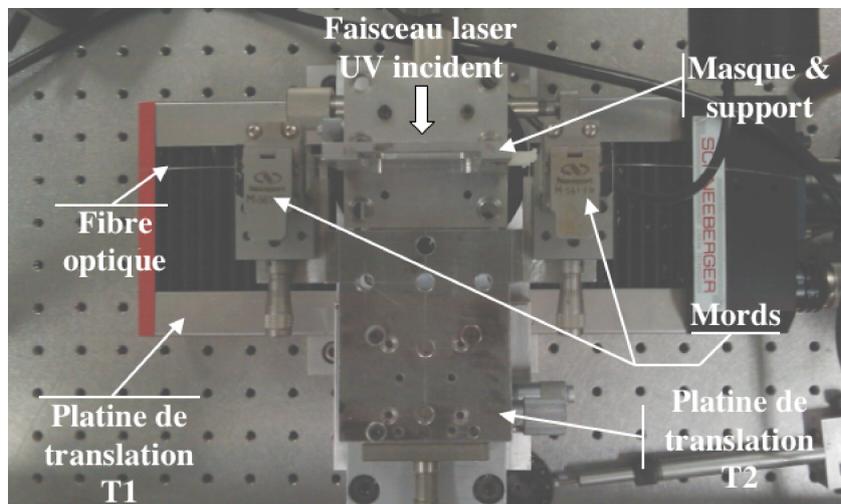


FIG. 3.11 – Banc utilisé pour l'inscription des réseaux.

Alignement optique Le protocole expérimental d'alignement comporte plusieurs étapes :

- vérifier que le faisceau laser et la fibre soit à la même hauteur,
- vérifier que le trajet du faisceau laser soit parallèle au plan,
- placer le masque de phase et vérifier l'auto-collimation,

- placer la lentille, vérifier que le faisceau laser passe en son centre et faire l'auto-collimation,
- régler la lentille de sorte que le point focal se situe sur la fibre,
- vérifier que les lignes du réseau de diffraction du masque de phase sont perpendiculaires à la fibre.

Protocole d'inscription Les fibres optiques utilisées sont des SMF-28 de chez Corning, elles sont placées pendant une semaine dans une enceinte (tube) sous hydrogène à 140 bars et à température ambiante. Elles sont ensuite conservées à -20°C pour ralentir la diffusion de l'hydrogène.

Les étapes précédentes d'alignement étant réalisées, la fibre est dénudée à l'aide d'une pince sur environ 4 cm, ce qui correspond à la taille du masque. Elle est ensuite placée entre les mords représentés sur la figure 3.11, puis amenée contre le masque. En réalité le masque est descendu pour que la fibre soit plaquée contre la partie verre, c'est-à-dire sans le réseau de diffraction. L'alignement de la fibre contre le masque est ensuite réalisé précisément à l'aide d'un tube de microscope constitué du doublet objectif-oculaire et de la platine T2 de translation de la figure 3.11.

L'inscription choisie des LPG étant la méthode point à point, il est nécessaire d'avoir une vitesse de déplacement de la fibre la plus rapide possible, c'est pourquoi on utilise ici la vitesse maximum de la platine soit 10 mm/sec. Le nombre de pas varie de 40 à 60 pour une taille de 250 à 310 μm . La durée d'exposition est fixée à 3 secondes. Le choix de ces paramètres est décrit dans les parties suivantes.

La première étape de réalisation du capteur fut donc d'inscrire les LPG et les FBG de façon séparés afin de s'assurer une meilleure reproductibilité dans le procédé d'inscription. Lors de l'inscription d'un LPG nous avons vu que plusieurs paramètres sont envisageables et interviennent dans la qualité du LPG inscrit. Par qualité, nous entendons qualité du spectre transmis, en terme d'homogénéité des pics de résonance, de leur atténuation. Ces paramètres sont le pas qui détermine la période du réseau inscrit, le nombre de pas qui va fixer la longueur du réseau et par conséquent l'atténuation des résonances, puis la puissance du laser UV. Le temps d'exposition est également à prendre en compte, il correspond au temps d'insolation de chaque pas.

3.3.2 Inscription des FBG

La méthode d'inscription des FBG est la méthode interférométrique utilisant un masque de phase. D'autres méthodes ont été testées (tels que celle du miroir de Lloyd), mais ne

présentaient pas la même facilité de mise en oeuvre pour la superposition. Le montage est identique au précédent illustré par la figure 3.11. Après l'inscription du LPG, la lentille sphérique est remplacée par une lentille cylindrique. Celle-ci est la plus appropriée puisqu'elle focalise la puissance suivant l'axe de la fibre.

La vitesse de déplacement est adaptée et présente le même effet que celui de la durée d'inscription pour les LPG. Elle va agir sur l'énergie déposée dans le coeur de la fibre, donc sur la profondeur de la résonance. Nous verrons par la suite, l'effet de l'inscription du FBG sur le LPG, détaillant ainsi l'influence de la vitesse d'inscription du FBG. Les études réalisées ci-après ont permis de dégager des paramètres d'inscription optimaux des réseaux superposés.

Le spectre transmis d'un FBG ainsi inscrit est illustré sur la figure 3.12. En comparaison du LPG, il ne présente qu'une seule résonance très étroite (de l'ordre de 0.2 nm à mi hauteur).

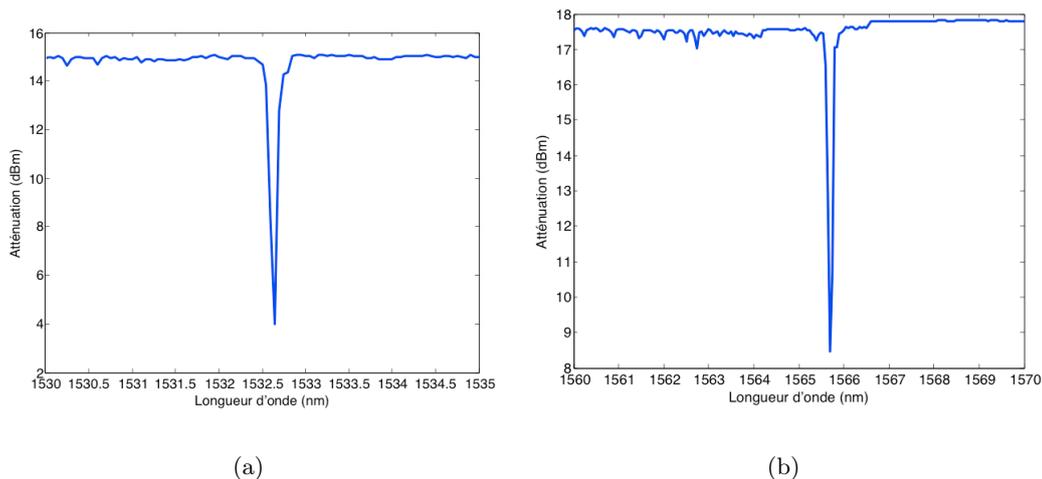


FIG. 3.12 – Spectres transmis de FBG de périodes différentes.

La période du réseau à pas court est fonction du masque utilisé. Le laboratoire Hubert Curien dispose de 3 masques de phase qui permettent d'inscrire des FBG aux environs des longueurs d'ondes de 1533 nm, 1552 nm et 1566 nm .

3.3.3 Répétabilité et Reproductibilité

Sources d'erreurs L'erreur la plus importante lors de l'inscription des réseaux de Bragg réside dans l'alignement des optiques de façon générale et plus particulièrement lors de la focalisation du faisceau laser sur la fibre. Comme le montre la figure 3.13, un déplacement axial (horizontal) du point de focalisation de l'ordre de 50 μm provoque un changement

significatif du spectre transmis d'un LPG. Ce changement s'effectue au niveau des lobes secondaires, plus nombreux et plus importants et par un décalage en longueur d'onde des pics de résonance.

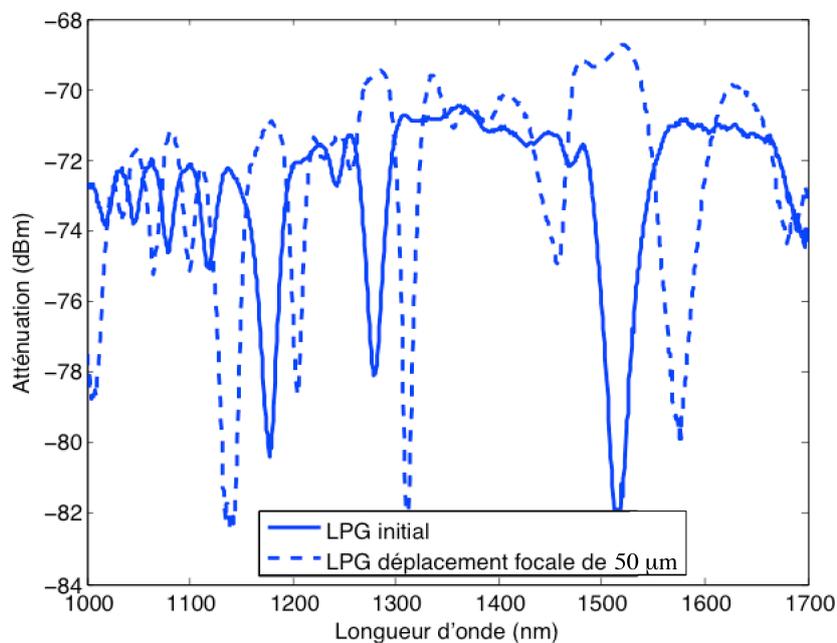


FIG. 3.13 – Spectres transmis résultant d'une erreur d'instrumentation.

Une autre source d'erreur se situe dans le pointé du laser. En effet, le spot peut se déplacer verticalement si des variations des conditions extérieures sont importantes. Dans ce cas, le spot risque de ne pas être focalisé continuellement sur la fibre mais de se déplacer (très légèrement) sur son rayon, les pics de résonances devraient donc être moins profonds et faire apparaître des figures d'interférences.

Répétabilité Les conditions de répétabilité sont définies lorsque le même opérateur effectue toutes les mesures suivant un même mode opératoire défini et pendant un court espace de temps [134]. Ainsi, au Laboratoire Hubert Curien, où ont été réalisés les réseaux de Bragg, le banc d'inscription étant constitué d'un ensemble de matériels optiques utilisés par plusieurs utilisateurs; la répétabilité de notre inscription a uniquement valeur pour des réseaux inscrits le même jour. En fixant les paramètres tels que la puissance ($P = 60$ mW), le pas ($290 \mu m$), le nombre de pas (50), et la durée d'exposition (3 s), on obtient les spectres transmis pour trois LPG de la figure 3.14. Les spectres sont volontairement décalés verticalement pour ne pas avoir une superposition illisible de ceux-ci.

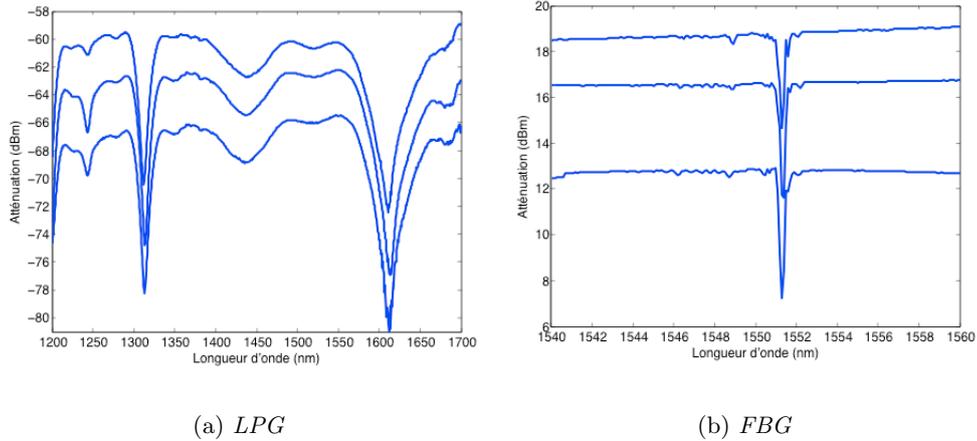
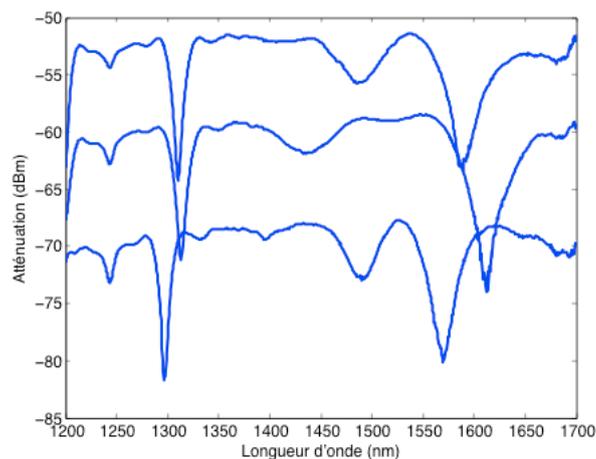


FIG. 3.14 – Exemple de répétabilité du procédé d’inscription.

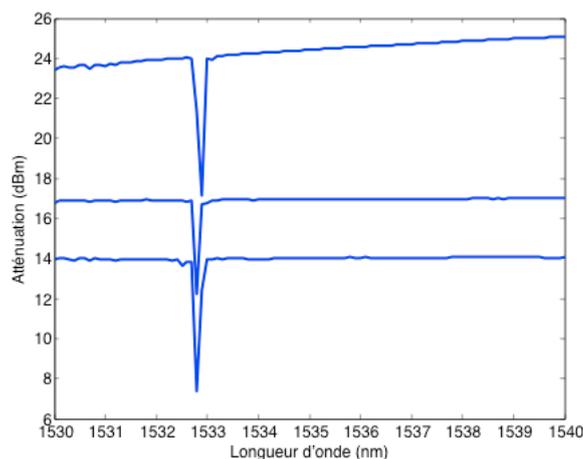
On remarque que ceux-ci sont identiques au niveau de la position en longueur d’onde mais aussi en atténuation de leur pics de résonance. La seule différence réside dans la variation du pic d’hydrogène vers les 1250 nm, qui est représentatif de la durée de l’expérience (quelques heures). De même pour les réseaux à pas courts, les paramètres d’inscription sont fixés à $P = 90\text{mW}$ pour une vitesse de 0.02 mm/s et une longueur de 12 mm . La figure 3.14(b) illustre la validité de la répétabilité pour un FBG.

Reproductibilité Les conditions de reproductibilité sont définies par le fait que plusieurs opérateurs effectuent des mesures suivant un même mode opératoire défini mais dans des conditions et à des moments différents [134]. Ainsi, la reproductibilité est valable pour des réseaux inscrits à des jours différents. La différence ici est que seul un opérateur a réalisé les réseaux, cependant le matériel (alignement laser-optiques, ...) étant utilisés et réglés pour d’autres projets, il est impossible pour un même opérateur de retrouver parfaitement les mêmes conditions d’alignement. En fixant toujours la puissance du laser UV à $P = 60\text{ mW}$, le pas à $290\ \mu\text{m}$, le nombre de pas à 50, et la durée d’exposition de 3 secondes ; on obtient les spectres transmis de LPG présentés sur la figure 3.15(a) où on peut remarquer un déplacement de l’ordre de quelques nanomètres dans les longueurs d’ondes de résonance. La figure 3.15(b) illustre la reproductibilité de l’inscription de réseaux à pas courts, et montre un décalage en longueur de l’ordre de 0.1 nm .

Ainsi, les études d’optimisation des paramètres d’inscription devront être réalisées suivant des conditions de répétabilité optimales, c’est-à-dire qu’elles seront faites le même jour. Les différences dans les spectres transmis de l’étude réalisée sur la reproductibilité repose sans



(a) *LPG*



(b) *FBG*

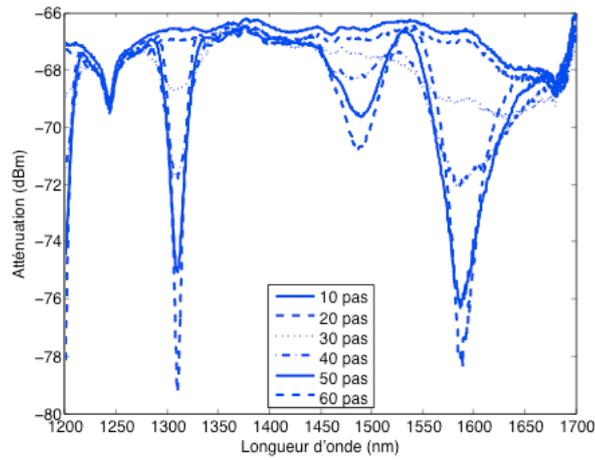
FIG. 3.15 – Exemple de reproductibilité du procédé d'inscription.

doute sur les conditions d'utilisation qui changent (plusieurs travaux avec le même matériel).

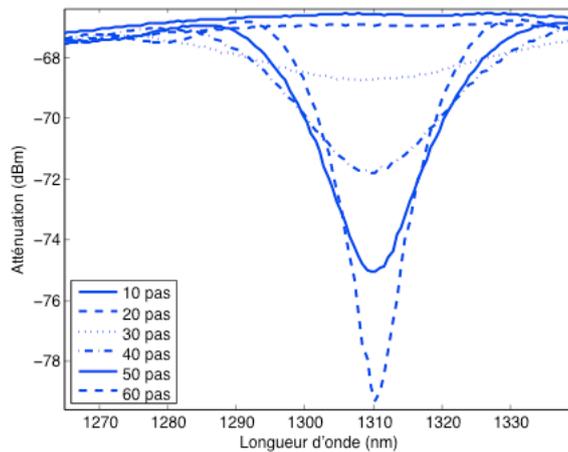
3.3.4 Etude sur le nombre de pas

Pour une puissance (80 mW) et un temps d'insolation (3 s) donnés, le nombre de pas effectué augmente la longueur du réseau, ainsi il augmente le couplage avec les modes de gaines, donc la profondeur des pics de résonance augmente elle aussi. La figure 3.16(a) illustre l'inscription au cours du temps d'un LPG (pas = 290 μm) sur le spectre étendu à la plage 1200-1700 nm, puis sur l'un des pics de résonance (Fig. 3.16(b)). Les courbes observées

mettent en évidence l'augmentation de l'atténuation.



(a)



(b)

FIG. 3.16 – Inscription d'un réseau longue période (pas = $290 \mu\text{m}$) en fonction du nombre de pas.

La figure 3.17 illustre la formation du pic de résonance d'un FBG en fonction du temps, c'est-à-dire de sa longueur. Le spectre observé montre une augmentation de la profondeur de la résonance due à l'augmentation du nombre de pas, mais également un léger décalage en longueur d'onde.

Cependant pour les LPG si la longueur du réseau est trop grande, la longueur de couplage n'est donc plus respectée, ainsi il y aura découplage de telle sorte que les modes de gaines vont se recoupler ce qui se traduira par une diminution de la profondeur de la résonance. La figure

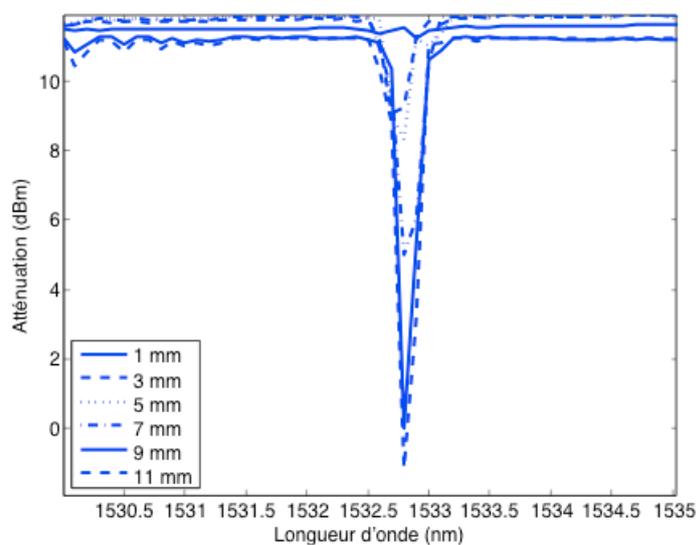


FIG. 3.17 – Inscription d'un réseau courte période en fonction de sa longueur.

3.18 illustre ce phénomène. On peut comparer deux LPG en fonction de la puissance du laser utilisée. Le premier (Fig. 3.16) est inscrit avec une puissance de 80 mW et le second (Fig. 3.18) est inscrit avec une puissance de 90 mW. Pour le second on voit nettement apparaître un "retrait" de la résonance dû au découplage. Aussi une puissance appropriée au nombre de pas est nécessaire pour avoir un maximum de couplage.

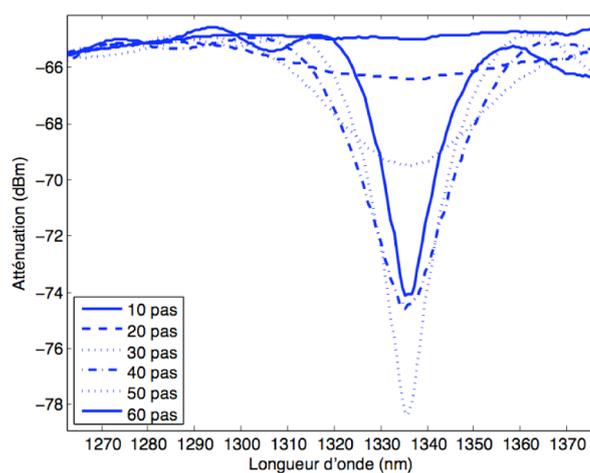


FIG. 3.18 – Suivi de la résonance d'un LPG au cours de l'inscription à une puissance de 90 mW.

Ainsi une puissance, un nombre de pas, une durée d'exposition sont nécessaires pour obtenir des pics de résonances présentant une dynamique suffisante pour la mesure c'est-à-dire

une profondeur relativement importante mais également une largeur à mi-hauteur la plus faible possible. En effet, gardons en mémoire que l'un des objectifs est la distribution du capteur superposé. La distribution aura pour effet d'ajouter au spectre transmis les résonances de chaque LPG distribués. En gardant la même fenêtre spectrale (1200 nm à 1700 nm), il est nécessaire d'avoir des LPG présentant des résonances les plus fines possibles afin de pouvoir distribuer un grand nombre de réseaux sans avoir de recouvrement entre résonances de différent LPG.

Par contre les figures montrent que le nombre de pas n'aura aucune influence sur la position des pics de résonance, qui est gérée par la période.

3.3.5 Etude sur la puissance

La puissance du laser UV a une incidence sur la quantité d'énergie déposée dans le coeur de la fibre. Ainsi plus la puissance sera élevée, plus l'indice de réfraction sera modifiée. La réponse du LPG le sera donc également. La figure 3.19 montre la différence entre les spectres transmis de deux réseaux de même pas $290 \mu\text{m}$, inscrits avec deux puissances différentes : 60 et 80 mW. Elle met en évidence le fait que seul le mode de gaine d'ordre élevé (autour de 1600 nm, noté (a)) est réellement affecté et se décale vers les courtes longueurs d'onde si la puissance augmente.

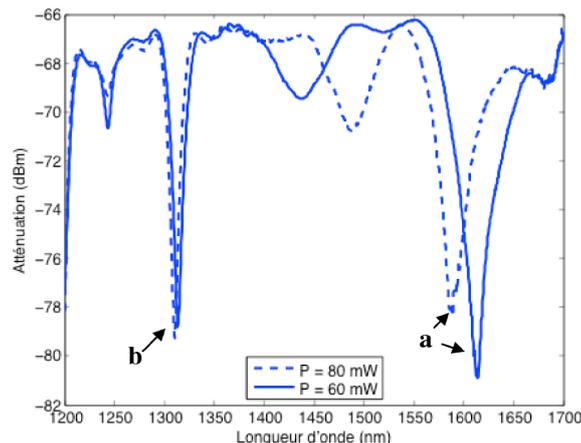


FIG. 3.19 – Variations dans le spectre transmis d'un LPG en fonction de différentes puissances d'inscription.

En effet, une augmentation de puissance va agir sur la cinétique de la variation de l'indice de réfraction de la fibre, notamment pour des fibres hydrogénées. Cependant les indices effectifs des modes de gaine ne sont pas drastiquement modifiés. On rappelle effectivement

que la position des pics de résonance est définie par la condition de Bragg $\lambda_b = \delta n_{em} \Lambda$, avec $\delta n_{em} = n_{co} - n_{cl}^m$ la différence d'indice entre le mode de coeur et les modes de gaine d'ordre m . Cette courbe est obtenue théoriquement en calculant l'indice effectif pour chaque longueur d'onde.

La figure 3.20 met en évidence le même phénomène pour des spectres transmis de différents LPG inscrits à des puissances différentes (de 50 à 80 mW). Non seulement on observe un déplacement des longueurs d'onde de résonance mais également, par voie de conséquence, une variation dans l'écart entre chaque résonance consécutive. Le tableau ci-dessous résume ces résultats.

Puissance (mW)	λ_b ordre le plus élevé (a) (nm)	λ_b précédent (b) (nm)	écart entre les deux (nm)
50	1410	1228	182
60	1445	1254	191
70	1530	1302	228
80	1441	1248	193

TAB. 3.3 – Effet de la variation de puissance sur un LPG de pas $270 \mu m$ et de longueur ≈ 12 mm.

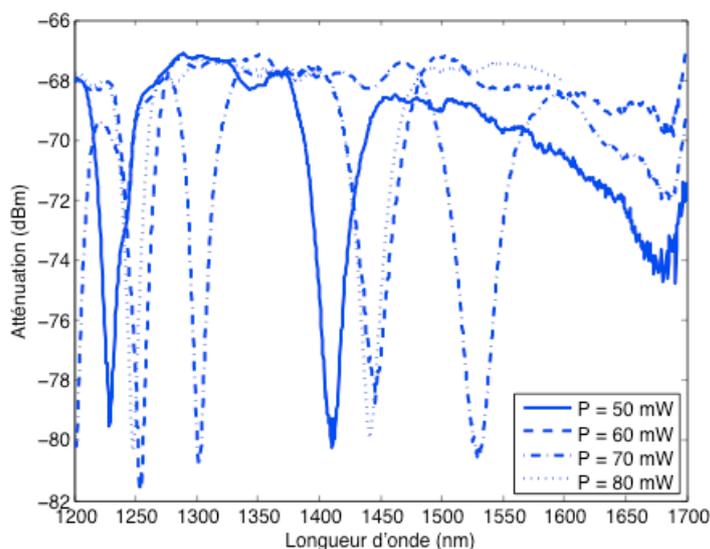


FIG. 3.20 – Spectres transmis de LPG pour différentes puissances d'inscription.

3.3.6 Etude sur la durée d'inscription du LPG

La durée d'inscription correspond au temps nécessaire à l'inscription de chaque pas du réseau. Elle est de l'ordre de 2 à 3 secondes afin de ne pas modifier brutalement le coeur

de la fibre, qui aurait pour conséquence de rendre la superposition du deuxième réseau plus délicate. La figure 3.21 montre les spectres transmis de deux LPG de même pas ($290 \mu\text{m}$) et inscrits avec la même puissance (60 mW). Cependant, la durée d'inscription de chaque pas est différente (2 ou bien 3 s). Pour une plus grande facilité de lecture les niveaux de référence des spectres de la figure 3.21 sont volontairement décalés suivant l'atténuation.

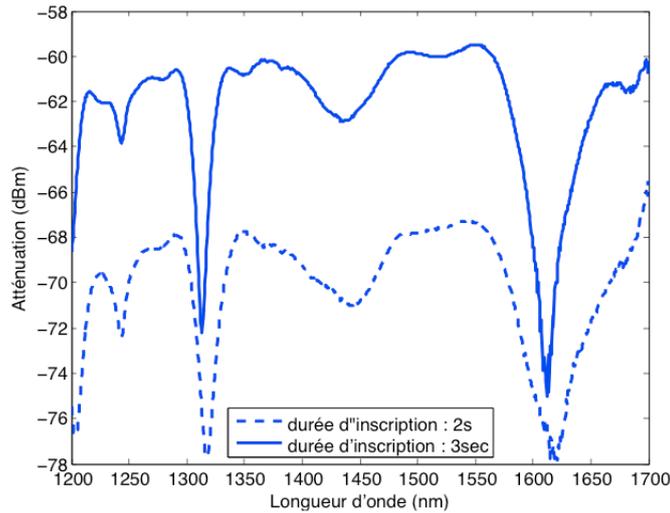


FIG. 3.21 – Spectre transmis d'un LPG de pas $290 \mu\text{m}$ pour une durée d'inscription variable (pour une plus grande facilité de lecture, les spectres sont volontairement décalés en atténuation).

La différence entre les deux spectres réside dans la profondeur de leur atténuation (10 dBm pour le spectre à 2 secondes et 12 pour celui à 3 secondes), et aussi par voie de conséquence dans leur largeur à mi-hauteur qui varie pratiquement du simple (3 s) au double (2 s). Or la mesure de la position de la résonance sera facilitée si celle-ci présente une atténuation forte et une largeur à mi-hauteur faible. Il est donc préférable par la suite d'utiliser une durée d'inscription de 3 secondes. Des durées d'inscription de l'ordre de 4 voir 5 secondes aboutiraient à des longueurs du LPG plus faibles et la modification de l'indice de réfraction serait plus importante et conduirait à des difficultés dans la superposition des deux réseaux.

3.3.7 Choix de la superposition.

Nous avons vu que l'inscription d'un réseau de Bragg est possible par modification de l'indice de réfraction du coeur de la fibre. Cependant si un second réseau est superposé au premier, la variation introduite va augmenter l'indice moyen et donc modifier la réponse du premier réseau inscrit. Ainsi deux superpositions sont possibles, la première consiste

à inscrire en premier le FBG puis de superposer le LPG, quant à la seconde le LPG est d'abord inscrit pour lui superposer ensuite le FBG. Il est donc nécessaire d'inscrire les mêmes réseaux avec les mêmes paramètres pour dans un premier temps observer les effets de la superposition FBG→LPG puis celle LPG→FBG.

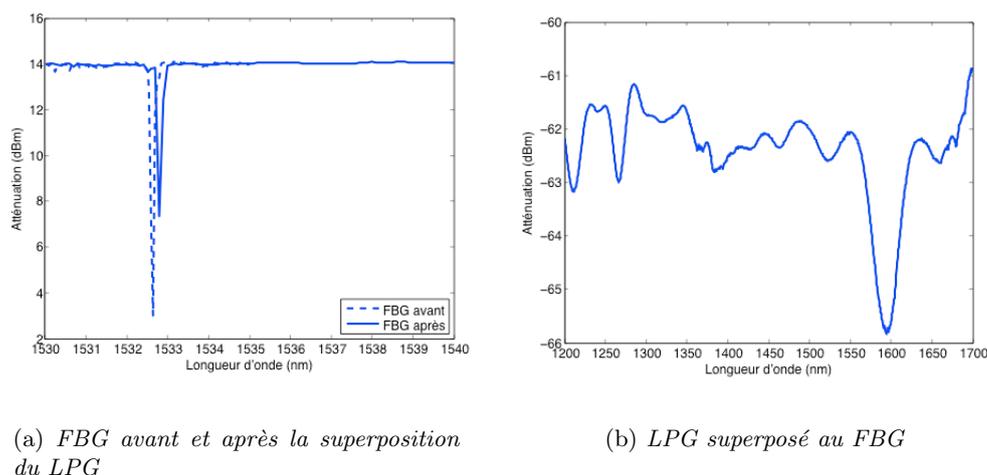


FIG. 3.22 – Spectres transmis d'un réseau superposé LPG sur FBG. Le LPG est inscrit à 60 mW avec un pas de $290 \mu\text{m}$ pour 3 secondes.

La figure 3.22 illustre le premier cas. La courbe observée montre une forte diminution de la résonance du FBG et un décalage en longueur d'onde de l'ordre de 0.5 nm. Par contre, le LPG inscrit par superposition sur le FBG montre un pic de résonance très faible et de nombreux lobes secondaires. Pour une plus grande facilité de comparaison le spectre transmis du LPG est réalisé à l'aide d'une source blanche supercontinuum et d'un analyseur de spectre (OSA), tandis que l'acquisition du spectre du FBG est obtenue avec un laser accordable. Bien entendu la résonance du FBG est présente sur le spectre transmis du LPG mais elle n'est pas visible en raison de la largeur spectrale de celle-ci par rapport à la résolution de l'OSA.

Le deuxième cas est représenté par les spectres transmis de la figure 3.23. On observe que contrairement au cas précédent, l'effet de la superposition se situe au niveau d'un déplacement en longueur d'onde des bandes de résonances du LPG, par contre le FBG inscrit présente une dynamique largement suffisante pour l'interrogation.

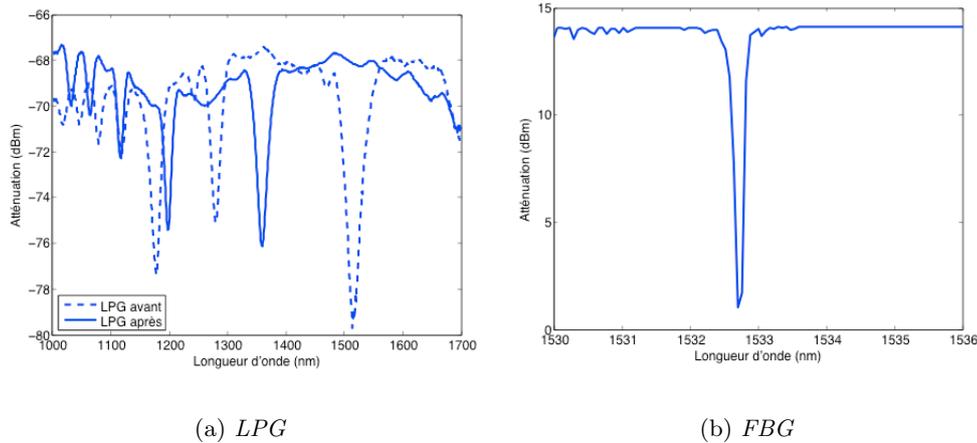


FIG. 3.23 – Spectres transmis d'un réseau superposé FBG sur LPG.

3.3.8 Etude de l'effet de la superposition

L'observation des courbes de la section précédente nous indique que la superposition d'un LPG sur un FBG ne paraît pas être judicieux. En effet, l'inscription du LPG, de part la focalisation du faisceau laser, induit une modification locale de l'indice plus importante, l'indice moyen de la variation induite initialement par l'inscription du FBG est donc aussi fortement modifiée.

Cependant les puissances utilisées pour l'inscription du FBG doivent être ajustées pour ne pas avoir un effacement complet du LPG comme l'illustre la figure 3.24. Dans ces deux cas le LPG est inscrit avec une puissance de 80 mW pour un pas de 290 μm . Le FBG est inscrit avec une puissance inférieure (60 mW) sur la figure 3.24(a), puis avec une puissance plus grande sur la figure 3.24(b) (110 mW). Les longueurs du LPG et du FBG sont identiques, soit 17 mm ce qui correspond à 60 pas de 290 μm . Dans les deux cas, on constate un quasi-effacement des résonances du LPG après la superposition du FBG. Ce qui ressort de la figure 3.25 est qu'un optimum est présent autour de 90 à 100 mW.

En gardant la même période pour le LPG on peut faire varier la puissance pour l'inscription du FBG. La figure 3.25 illustre ces propos. Les LPG sont inscrits avec une puissance P_{LPG} de 90 mW pour un pas de 290 μm . La figure présente plusieurs spectres transmis de ces LPG après inscription des FBG, et ce pour plusieurs puissances. Nous pouvons déduire que l'inscription des FBG à une puissance inférieure à celle de l'inscription des LPG modifie de façon drastique les paramètres du LPG, provoquant par conséquent l'effacement de celui-ci. La superposition est donc efficace si les FBG sont inscrits avec une puissance supérieure et semble très efficace lorsque les deux puissances sont équivalentes.

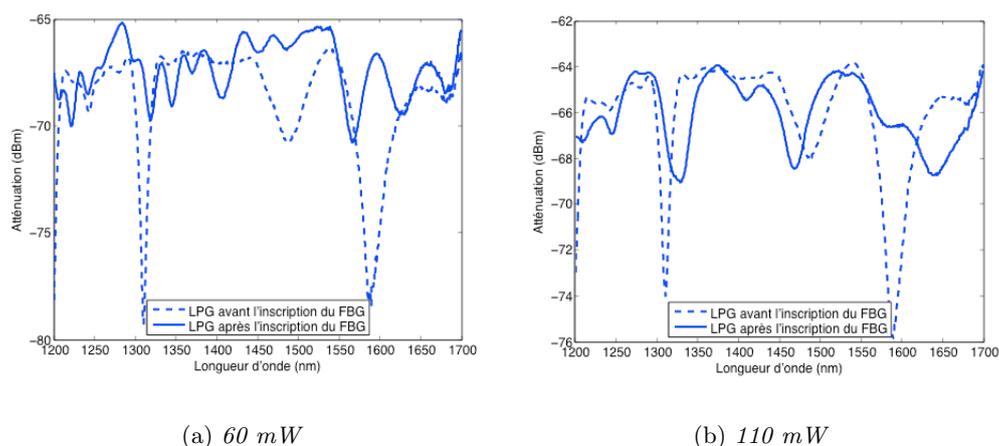


FIG. 3.24 – Influence de la puissance d'inscription du FBG.

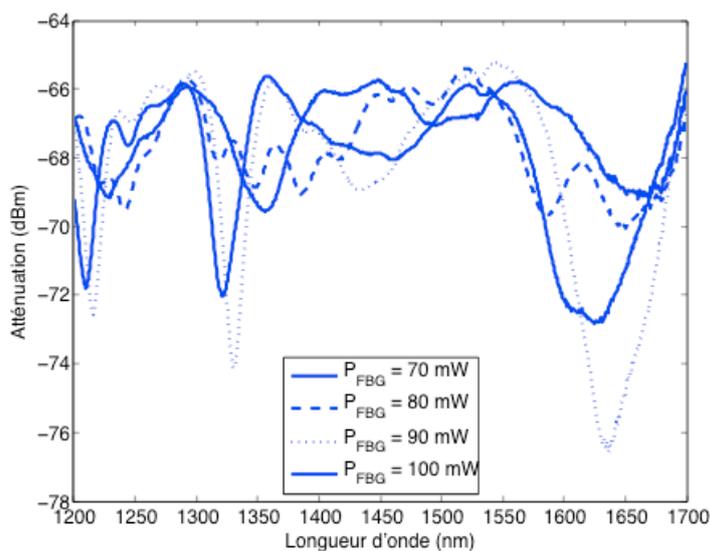


FIG. 3.25 – Spectres transmis de LPG (inscrits à 90 mW) pour différentes puissances de FBG superposés.

Le tableau 3.4 résume les résultats obtenus pour la superposition d'un FBG sur un LPG. Les paramètres pris en considérations sont la puissance d'inscription du LPG P_{LPG} en mW, sa taille L_{LPG} en mm, la puissance d'inscription du FBG (P_{FBG}) suivie de la vitesse de déplacement de la fibre en mm/s. Le tableau présente ensuite la taille du FBG en mm (L_{FBG}), puis les effets observés sur le spectre transmis du LPG en terme de variation de l'atténuation (notée ΔdBm), et du déplacement en longueur d'onde des résonances, exprimé en nm. L'indice (H2) dans le tableau signifie que la fibre a été ré-hydrogénée après l'inscription du LPG. D'après l'étude de puissance réalisée pour l'inscription du LPG, celles

3.3. Inscription des réseaux superposés LPG/FBG

inférieures à 60 mW et supérieures à 90 mW ne présentent pas d'intérêt, soit par le fait qu'elles ne permettent pas une inscription sur la longueur du réseau considérée, soit qu'elles ne permettent pas la superposition. L'indication *NC* du tableau 3.4 signifie que le résultat n'est pas connu, soit parce que le LPG est trop dégradé, soit que la résonance est décalée en dehors de la fenêtre d'observation possible qui est de 1200 nm à 1700 nm. Les deux dernières colonnes présentes soit la moyenne des effets si ceux-ci sont identiques, soit les valeurs vraies correspondant à la dernière et avant dernière résonance du LPG respectivement.

Echantillons	P_{LPG} (mW)	L_{LPG} (mm)	$P_{FBG} - v_{\text{inscription}}$ (mW) – (mm/s)	L_{FBG} (mm)	ΔdBm	$\Delta\lambda$ (nm)
1	60	12.6	120-0.03-H2	12	+45%	-20 ; -10
2	60	14.9	110-0.03	12	-50%	+60 ; +40
3	60	16	110-0.03	16	-70%	+50 ; +50
4	60	16.2	110-0.03	12	0%	+70 ; +40
5	70	8.7	100-0.02	12	-50%	+35 ; +25
6	70	11.2	100-0.02	12	-70%	NC ; NC
7	70	11.6	90-0.02	12	0% et NC	+40 ; NC
8	70	11.6	80-0.02	11	0%	+40 ; NC
9	70	11.9	105-0.02	12	-50%	40 ; 25
10	70	13.8	100-0.03	14	-80%	NC ; NC
11	70	17.4	90-0.02	18	-40 et -10%	+10 ; NC
12	80	17.4	80-0.02	6	+30%	+25 ; +20
13	80	17.4	80-0.02	12	0%	+30 ; +25
14	80	17.4	80-0.02	14	qq%	+30 ; +20
15	80	17.4	80-0.02	17	-10%	+30 ; +20
16	80	17.4	100-0.02	16	-50%	+50 ; +16
17	90	13.1	70-0.02	12	-70%	NC ; NC
18	90	13.1	80-0.02	12	-70%	NC ; NC

TAB. 3.4 – Comparatif de plusieurs procédés de superposition FBG→LPG sur l'atténuation des résonances du LPG et leur décalage spectral.

Les résultats exprimés en longueur d'onde et en atténuation représente une moyenne constatée sur l'ensemble des réseaux inscrits aux mêmes conditions. La longueur initiale des FBG était de 12 mm, ce qui correspondait à la longueur d'un LPG inscrit entre 40 et 45 pas de 270 à 310 μm . Les résultats observés permettent de conclure que l'inscription d'un FBG superposé au LPG à une puissance double et sur la même longueur mais après ré-hydrogénation de la fibre, conduit à une augmentation de l'atténuation de 30 à 40% (échantillon 1) et un déplacement des résonances du LPG négatif (c'est-à-dire vers les courtes longueurs d'onde). Cette méthode offre donc la possibilité d'inscrire des réseaux de bonne qualité en terme de profondeur d'atténuation. Cependant le procédé se révèle être

contraignant puisque l'inscription du FBG nécessite environ une semaine d'attente due à la ré-hydrogénation. De plus la position du FBG sur le LPG est bien moins contrôlée, donc moins répétable puisqu'il faut repositionner la fibre sur le banc d'inscription.

Il se dégage également des résultats que :

- l'inscription du FBG à une puissance très supérieure à celle du LPG n'est pas possible et conduit à une forte dégradation du LPG (*échantillons 2,3,5 et 6*), de même pour une puissance inférieure du FBG (*échantillons 17 et 18*),
- l'inscription du FBG d'une longueur relativement plus grande que celle du LPG n'est également pas possible (*échantillons 11*),
- l'inscription du FBG superposé au LPG, à une puissance identique (80 mW) conduit à :
 - une augmentation de l'atténuation du LPG lorsque la longueur du FBG inscrit atteint pratiquement le tiers de celle du LPG (*échantillon 12*),
 - un retour à l'atténuation initiale pour une longueur du FBG légèrement inférieure à celle du LPG (*échantillons 13 et 14*),
 - et enfin une faible diminution lorsque les deux réseaux ont la même longueur (*échantillon 15*).
- En considérant aussi une puissance d'inscription du FBG supérieure à celle du LPG de l'ordre de 10 à 30 %, plusieurs cas sont à prendre en compte suivant la longueur du FBG :
 - pour des réseaux de tailles égales, on ne constate aucune dégradation des résonances du LPG après l'inscription du FBG (*échantillons 7 et 8*),
 - l'inscription du FBG peut être effectuée à une puissance double de celle du LPG si la vitesse d'inscription est plus rapide, c'est-à-dire 0.03 mm/s au lieu de 0.02 mm/s. Dans ce cas (*échantillon 4*) une longueur du FBG superposé inférieur à celle du LPG n'indique aucune modification dans l'atténuation des résonances de ce dernier.

Remarquons que des vitesses d'inscription supérieures et inférieures n'ont pas lieu d'être présentées car elles ne permettent pas d'inscrire un FBG avec une dynamique suffisante pour une interrogation optimale, soit qu'étant trop lentes elles effacent complètement le LPG.

Pour conclure, les résultats montrent qu'il est plus difficile d'inscrire des réseaux superposés à de fortes puissances pour le LPG, que celle-ci est préférable à une puissance P_{LPG} de l'ordre de 60 à 80 mW qui permet un écart entre les résonances plus important, et de plus une inscription du FBG plus facile pour une longueur identique. La puissance

d'inscription du FBG peut être identique à celle du LPG ou légèrement supérieure (de l'ordre de 10 à 30%). Le choix entre les différentes superpositions possibles réside dans le déplacement des longueurs d'onde de résonance du LPG. En effet, par la suite nous prendrons en considérations la distribution du capteur superposé. Dans un tel cas nous verrons qu'il est intéressant de déplacer la résonance correspondante au mode le plus élevé hors de la fenêtre spectrale considérée. Par conséquent les paramètres d'inscription seront pris en fonction des résultats du tableau 3.4. Dans tous les cas, les réseaux seront inscrits aux mêmes longueurs pour être sûr que les deux réseaux soient sensibles aux mêmes sollicitations.

La figure 3.26 (3.26(a) et 3.26(b)) présentent un exemple de spectres transmis de réseaux de Bragg LPG et FBG superposés après optimisation des paramètres d'inscription.

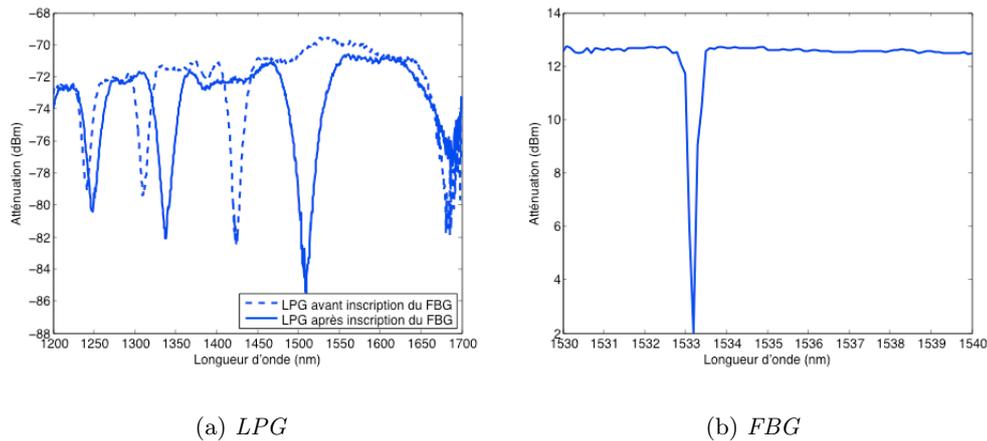


FIG. 3.26 – Spectres transmis des réseaux superposés optimisés.

3.4 Multi-mesures en ligne : distribution des réseaux superposés

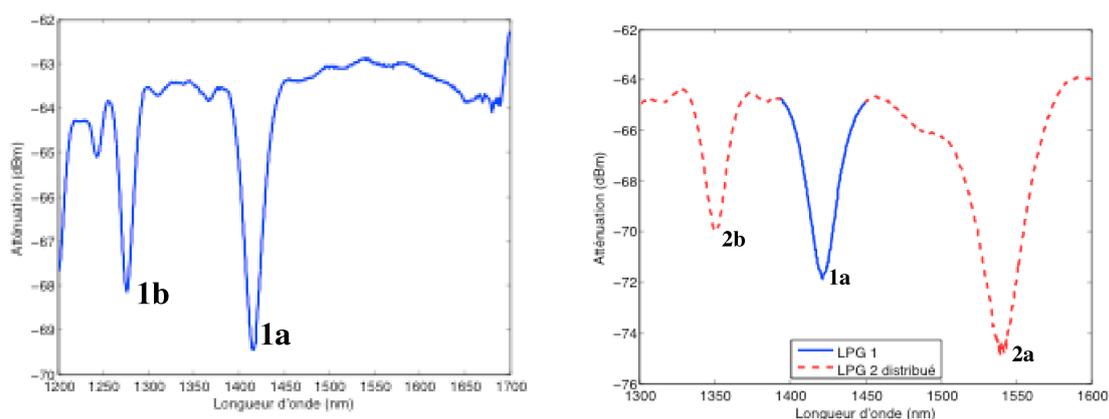
La difficulté majeure dans l'utilisation des LPG réside dans la quasi impossibilité de multiplexage. C'est pourquoi nous avons essayé ici de dépasser ces appréhensions et de multiplexer notre capteur discriminant. Nous avons précédemment cherché à optimiser les paramètres d'inscription des réseaux superposés LPG/FBG. Ces études nous ont permis d'obtenir des réseaux dont les spectres transmis présentent des résonances qui sont aigues et espacées en longueur d'onde de plusieurs centaines de nanomètres.

La distribution consiste à inscrire plusieurs réseaux LPG/FBG sur la même fibre. Ces réseaux doivent être inscrits de telle sorte que les résonances ne se recouvrent pas. Afin de faciliter la lecture du spectre, la fenêtre spectrale doit être réduite à une plage permettant de faire apparaître les deux résonances d'ordres élevés.

Les FBG étant inscrits par masque de phase, et le Laboratoire Hubert Curien en disposant trois, le choix des périodes à utiliser ne se pose pas. Par contre, pour les LPG il est nécessaire d'inscrire des périodes telles que les pics de résonance du nouveau LPG inscrit se placent entre celles du précédent.

3.4.1 Distribution de deux réseaux

Considérons le spectre transmis d'un réseau à pas long de pas $270 \mu\text{m}$ dont le spectre transmis est illustré sur la figure 3.27(a) et qui présente une résonance à 1415 nm (1a sur la Fig. 3.27(a)) et une seconde à 1280 nm (1b). Pour qu'un second LPG soit distribué, et visible sur le spectre transmis, il est nécessaire de choisir une période de telle sorte que les pics de résonance de celui-ci s'intercalent entre ceux du premier réseau. C'est-à-dire, dans le cas illustré sur la figure 3.27(a), que le second réseau doit avoir des résonances situées aux alentours de 1350 nm et supérieures à 1500 nm . La figure 3.27(b) montre que la distribution d'un réseau de pas $300 \mu\text{m}$ permet d'obtenir des pics de résonances (2a et 2b sur la Fig. 3.27(b)) situés de façon à pouvoir être correctement distingués sur le spectre transmis global.



(a) *LPG initial de pas $270 \mu\text{m}$*

(b) *Deuxième LPG distribué au premier avec un pas de $300 \mu\text{m}$*

FIG. 3.27 – Spectres transmis d'un réseau à pas long initial (3.27(a)), puis d'un deuxième réseau distribué (3.27(b)).

La superposition des deux spectres permet d'observer un décalage en longueur d'onde du pic de résonance 1a du premier LPG de l'ordre de 5 nm (1415 à 1420 nm) et d'un gain dans l'atténuation de 1 dBm qui peut être expliqué par la formation d'un lobe secondaire de la résonance notée 2a sur la figure 3.28.

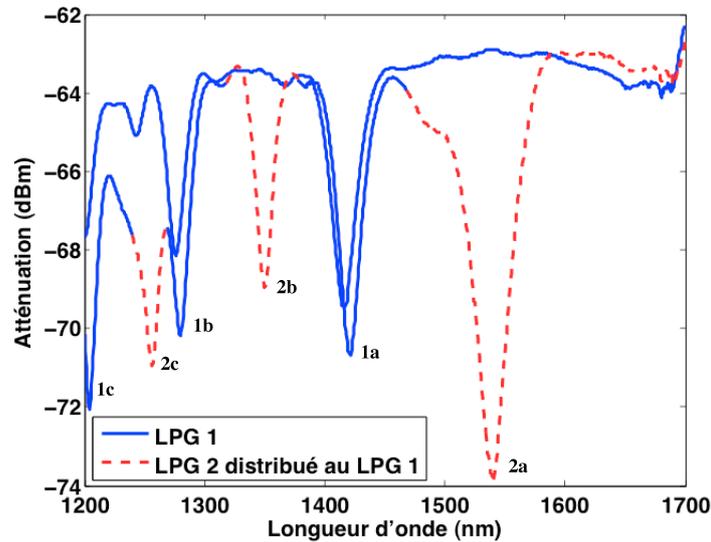


FIG. 3.28 – Spectres transmis avant et après distribution par des FBG/LPG superposés.

La figure 3.29 montre encore le spectre transmis de la distribution de deux réseaux LPG/FBG superposés. Les LPG sont inscrits avec des pas de 270 et 280 microns et sans doute inscrits très proche l'un de l'autre, ce qui explique le décalage des résonances du premier LPG (1a et 1b), et surtout la forte perte dans leur atténuation, qui correspond à un découplage des modes de gaines du premier réseau dans le deuxième.

En augmentant la différence de pas entre les deux réseaux distribués, les spectres transmis ne présentent plus les mêmes pertes en atténuation comme le montre la superposition des spectres transmis (avant puis après la distribution) de la figure 3.30. Le premier réseau est inscrit avec une puissance de 60 mW pour un pas de 310 μm , tandis que le second est inscrit avec la même puissance pour un pas de 330 μm . L'écart entre les pics de résonance des deux LPG sont de 106 nm pour les pics notés 1a et 2a, de 61 nm pour 1b et 2b et 90 nm pour 1a et 2b. Les écarts entre chaque résonances sont donc suffisant pour éviter tous risques de recouvrement lors de sollicitations. Les résonances suivies dans ce cas pourront être les 1a, 2a et 2b. La fenêtre spectrale peut être réduite pour ne faire apparaître que les trois dernières résonances, c'est-à-dire 2a, 1a et 2b.

Les spectres observés ne tiennent compte que des LPG, en effet la distribution des FBG ne posent pas de problèmes du fait de leur inscription avec un masque de phase.

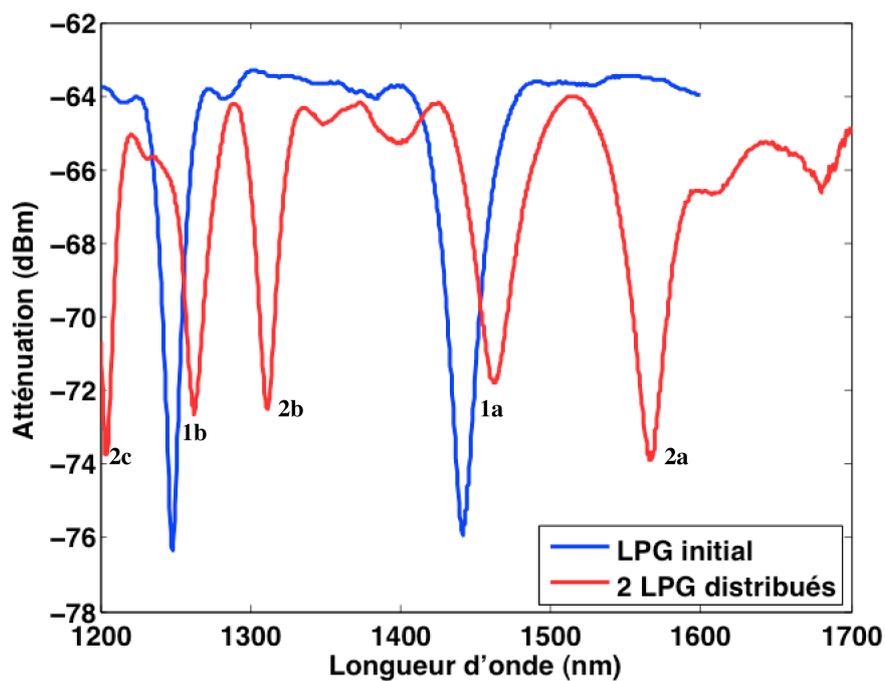


FIG. 3.29 – Réseaux longues périodes distribués par des FBG/LPG superposés.

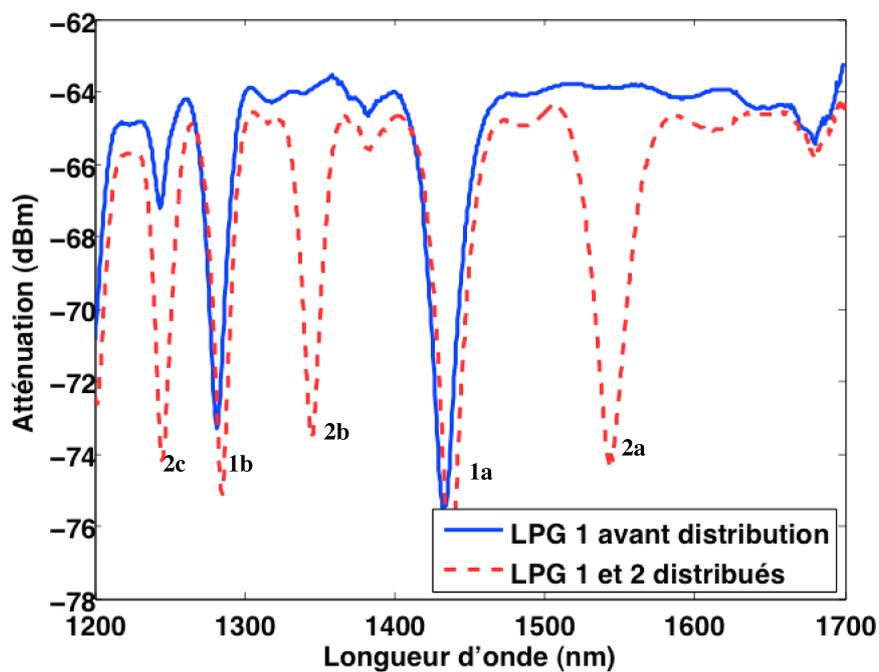


FIG. 3.30 – Spectres transmis de deux réseaux distribués de pas 310 et 330 μm .

Les positions des pics de résonances sont donc connues (1533, 1552 et 1566 nm), et aucun recouvrement n'est possible. Cependant, la figure 3.31 illustre à titre d'exemple la présence

effective des FBG. Par la suite les spectres transmis des FBG ne seront plus présentés. Le spectre présenté sur la figure 3.31 correspond aux FBG des réseaux de la figure 3.30.

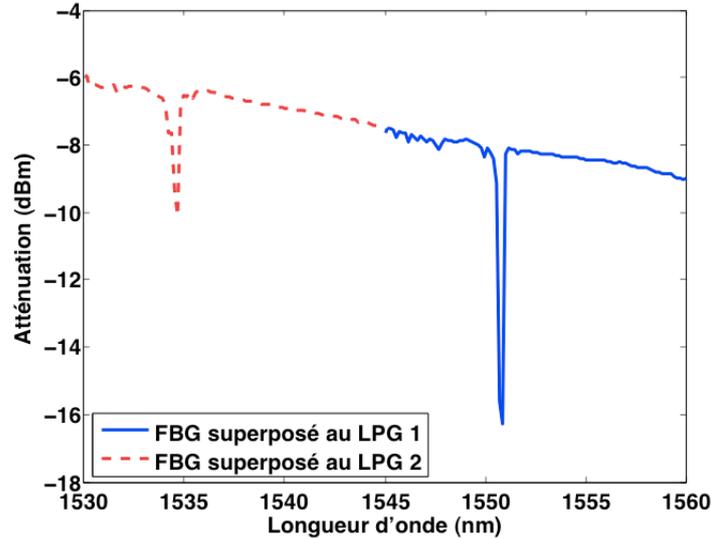


FIG. 3.31 – Spectre transmis de réseaux superposés distribués. Vue des FBG.

3.4.2 Distribution de trois réseaux

Les spectres transmis présentés ci-dessus ont montré la possibilité de distribuer les réseaux superposés LPG/FBG jusqu'à deux. Cependant, nous avons vu précédemment que seul le pic de résonance correspondant au couplage du mode de coeur avec le mode de gaine d'ordre le plus élevé présentait une largeur à mi-hauteur très importante (de l'ordre de la centaine de nanomètre). Afin de pouvoir distribuer un plus grand nombre de réseaux, il est donc nécessaire de s'affranchir du mode d'ordre le plus élevé. En effet, comme le montre la figure 3.28, deux réseaux superposés distribués avec un pas pour les LPG de 270 et 300 μm ne permet la distribution d'un troisième réseau. Le LPG 2 de cette figure présente un pic de résonance à 1541 nm très large à la base, et qui par conséquent ne permet pas d'inscrire un autre réseau dont le pic se situerait entre 1420 et 1540 nm. La seule position spatiale possible pour un troisième réseau distribué serait après la résonance à 1540 nm. Or, l'écart entre deux résonances est de l'ordre de 200 nm pour les deux ordres les plus élevés (n et $n-1$, si n est l'ordre le plus élevé), et diminue rapidement pour les suivants ($n-1$ à $n-2$). L'inscription d'un réseau distribué dont un des pics de résonance se situe entre 1600 et 1700 nm est impossible, car la résonance précédente se superposerait obligatoirement à l'une des deux LPG précédents.

La courbe 2.6 du chapitre précédent présentant la variation du pas du réseau en fonction de la période, permet d'observer pour une période donnée la position de chaque résonance. Ainsi, en variant la période autour d'une position, il est possible de déplacer plus ou moins légèrement le même mode de gaine. Donc, en choisissant une période appropriée il est possible de déplacer le pic de résonance d'ordre le plus élevé en dehors de la fenêtre spectrale choisie, c'est-à-dire après 1700 nm. Dans l'exemple précédent, le choix d'un pas de $310 \mu m$ pour le deuxième réseau permet de déplacer la résonance d'ordre le plus élevé (n) au delà de 1700 nm.

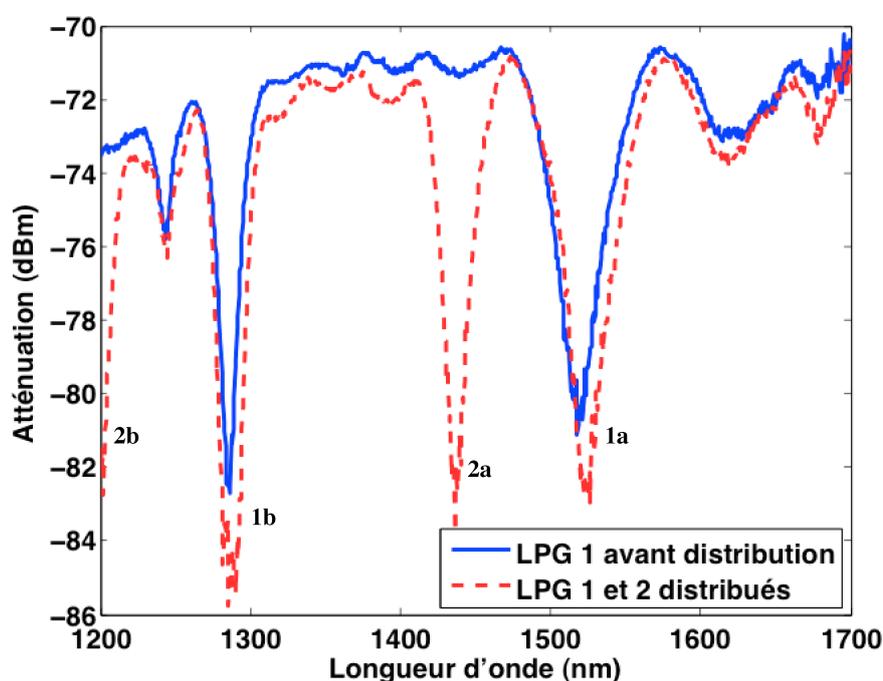


FIG. 3.32 – Spectre transmis de deux réseaux superposés FBG/LPG distribués.

La figure 3.32 montre la distribution de deux LPG. Le deuxième est inscrit avec un pas de $310 \mu m$ pour une puissance de 65 mW. Cependant, le premier réseau est inscrit avec un pas de $280 \mu m$ pour la même puissance. Cette inscription permet d'obtenir un écart entre les deux résonances, notées 1a et 1b, de 250 nm. La résonance du deuxième LPG, notée 2a, se place ainsi facilement entre celles du premier (1a et 1b). L'écart entre 2a et 1a est de 87 nm, et celui entre 2a et 1b est de 150 nm et permet de positionner spatialement un autre LPG distribué. Le troisième LPG distribué peut être inscrit avec un pas compris entre 270 et $310 \mu m$. La figure 3.33 illustre l'inscription d'un troisième réseau LPG/FBG distribué aux deux précédents (Fig. 3.32) d'un pas de $295 \mu m$ et une puissance de 65 mW. Le pic de

résonance, noté 3a se situe à 1359 nm et se distingue par un écart de 61 nm du pic 1b et de 90 nm du pic 2a, ce qui est suffisant pour un suivi ultérieur de sollicitations sur une plage de mesures suffisamment importantes.

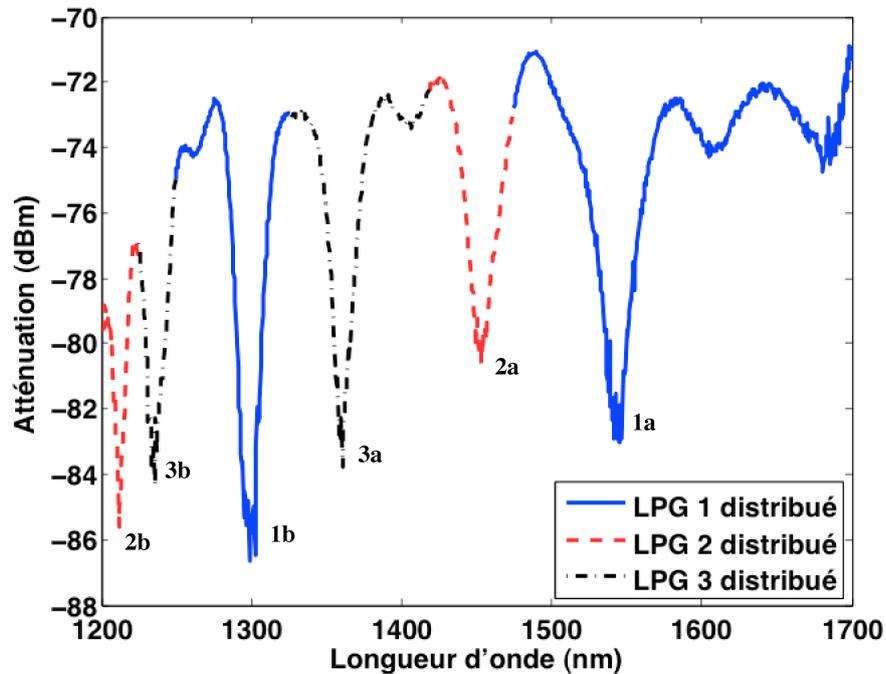


FIG. 3.33 – Spectre transmis de trois réseaux superposés LPG/FBG distribués.

La distribution de trois réseaux superposés LPG/FBG est également possible pour des pas de LPG proches. La figure 3.34 illustre la distribution de trois réseaux dont les pas sont 270, 280 et 290 μm , mais inscrits à des puissances différentes 53, 66 puis 83 mW respectivement. Le fait de varier les puissances d'inscription permet de faire varier l'écart entre deux résonances consécutives d'un LPG, et donc sur la position de celles-ci, notamment celle de l'ordre le plus élevé. Cependant l'écart entre les pics 2a et 3a n'est pas suffisant (36 nm). Les risques de recouvrement entre les deux seront donc plus importants, ce qui conduit à une utilisation du capteur sur une dynamique de sollicitations plus restreintes.

3.5 Conclusion

Nous avons abordé l'aspect développement du capteur à base de réseaux de Bragg courtes et longues périodes superposés. Dans un premier temps les différentes techniques généralement utilisées pour le découplage température et déformation ont été décrites. Les

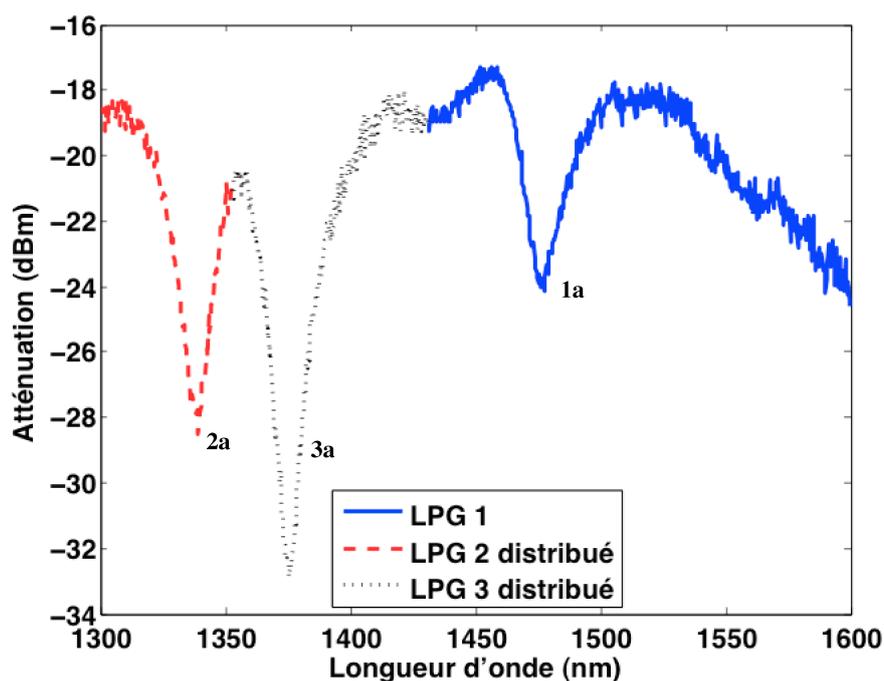


FIG. 3.34 – Spectre transmis de trois LPG/FBG superposés distribués de pas 270, 280 et 290 μm .

avantages et les inconvénients de chacune d'entre elles ont permis de justifier le choix de la superposition d'un réseau de Bragg courte période (FBG) superposé à un réseau longue période (LPG).

Un des aspects principaux dans le choix de cette technique fut introduit par l'efficacité de découplage E qui permet une comparaison normalisée des différentes techniques de découplage température et déformation à l'aide de réseaux de Bragg. Le calcul de E a mis en évidence que le découplage entre les sollicitations mesurées par le capteur serait beaucoup plus efficace en utilisant la superposition FBG/LPG qu'en utilisant d'autres méthodes plus conventionnelles dont les coefficients E peuvent varier de 10 à 80%.

Les étapes du développement du capteur sont décrites dans la troisième partie de ce chapitre. Les différentes études menées aussi bien sur le nombre de pas, que sur la puissance du laser utilisé pour l'inscription et sur la durée d'inscription ont permis d'obtenir des paramètres optimisés d'inscription des LPG. Ces résultats ont ensuite été mis en corrélation avec ceux présentés sur l'effet de la superposition du deuxième réseau sur le premier. La description du protocole expérimental d'inscription des réseaux superposés suivis des études sur la répétabilité et la reproductibilité ont mis en évidence que ce protocole est répétable mais non reproductible dans la mesure où les résonances des LPG inscrits présentent des déplacements en longueurs d'ondes.

Ce chapitre conclut sur la possibilité de multiplexage de notre capteur. Bien que celui-ci soit faible au regard de la facilité de distribution des FBG, nous avons montré qu'une distribution de trois réseaux superposés FBG/LPG pouvait être réalisée.

Chapitre 4

Caractérisation et validation du transducteur FBG/LPG

Sommaire

4.1	Système d'interrogation	128
4.1.1	Lecture de l'information	128
4.1.2	Traitement du signal	130
4.1.2.1	Interface d'acquisition	130
4.1.2.2	Estimation de λ_b	130
4.1.2.3	Incertitudes sur l'estimation de λ_b	135
4.2	Réponse du composant : température, déformation et sollicitations croisées	136
4.2.1	Étalonnage en température et en déformation	136
4.2.1.1	Étalonnage en température	137
4.2.1.2	Étalonnage en déformation	140
4.2.1.3	Incertitudes sur les sensibilités	141
4.2.2	Reproductibilité des étalonnages	142
4.2.3	Caractérisation suivant les sollicitations croisées	145
4.3	Validation de la mesure découplée de température-déformation	148
4.3.1	Méthodologie	148
4.3.2	Résultats et incertitudes	149
4.3.2.1	Découplage	149
4.3.2.2	Sources d'incertitudes	149
4.3.2.3	Etude comparative au niveau des incertitudes	151
4.4	Conclusion	152

Les études décrites dans ce chapitre ont pour but de valider le capteur développé en partant de la chaîne d'acquisition et du système d'interrogation jusqu'aux résultats de la discrimination des sollicitations appliquées, et en passant bien entendu par la caractérisation du capteur.

Nous présenterons dans la première partie de ce chapitre le système d'interrogation utilisé pour lire l'information obtenue et l'analyser.

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation du composant en température et en déformation. Le capteur est d'abord étalonné suivant les deux sollicitations (température et déformation) avant de les appliquer simultanément (sensibilités croisées).

La dernière partie présente toute l'étude réalisée sur la faisabilité du découplage que permet le capteur de façon expérimental. Nous y décrivons sa réponse lorsque des grandeurs (considérées inconnues) sont appliquées. Cette partie a pour objectif de répertorier les incertitudes sur les mesures. Elle constitue, à proprement parler, la partie validation de notre capteur mis en condition réelle de mesure.

4.1 Système d'interrogation

4.1.1 Lecture de l'information

Nous avons vu dans les chapitres précédents que plusieurs techniques d'interrogation étaient possibles. Pour rappel il existe quatre catégories de lecture des réseaux de Bragg : il s'agit de systèmes de lecture en fréquence, en longueur d'onde, temporelle ou encore spatiale. Afin de lire et de restituer le spectre en longueur d'onde, tout système d'interrogation doit permettre une lecture la plus rapide possible sur la plage des longueurs d'onde du réseau de Bragg. Le système doit donc être sélectionné en fonction des attentes métrologiques et techniques visées.

Avec l'objectif défini de développer un capteur de mesure discriminée de température et de déformation, il est donc nécessaire que celui-ci présente les meilleures caractéristiques possibles aussi bien au niveau métrologique qu'au niveau technique. Le capteur présenté repose sur la superposition de deux types de réseaux de Bragg (un LPG et un FBG), donc de plusieurs longueurs d'onde de résonances. Il est nécessaire d'utiliser d'une source suffisamment large pour l'observation de la réponse du LPG, mais également suffisamment puissante pour celle du FBG. La lecture du spectre, à cause du LPG, ne peut également se faire qu'en transmission. C'est pourquoi un analyseur de spectre optique (OSA) en fin de chaîne d'acquisition est un bon choix, si celui-ci présente des résolutions suffisantes pour la lecture des deux types

de réseau de Bragg. La figure 4.1 illustre le système d'interrogation des réseaux de Bragg utilisé. La source large (ou blanche) est placée en amont du réseau et l'OSA en aval pour récupérer le spectre transmis.

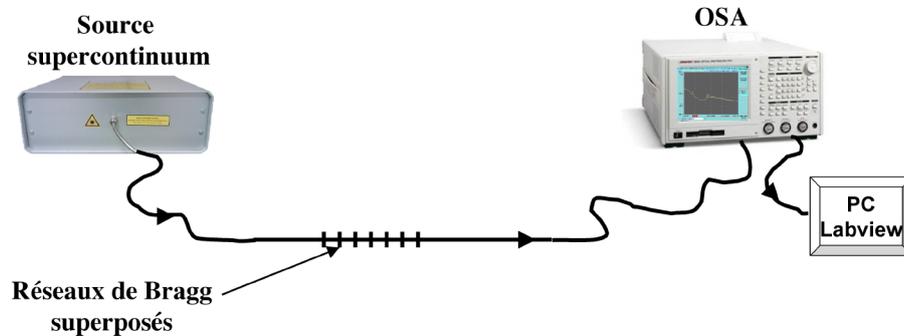


FIG. 4.1 – Système d'interrogation des réseaux de Bragg superposés.

La source de lumière utilisée est donc une source blanche supercontinuum de chez Leukos [135], qui allie l'avantage de la largeur spectrale à l'intensité lumineuse transmise. Celle-ci est obtenue en injectant un faisceau laser de pompe dans une fibre optique microstructurée. Les effets non-linéaires élargissent le spectre du faisceau de départ donnant une source large bande. Le spectre de la source est présenté sur la figure 4.2.

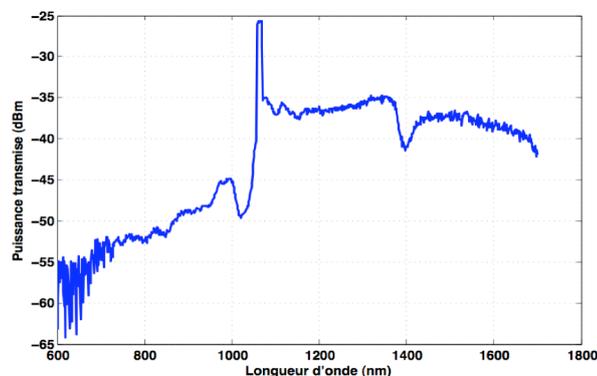


FIG. 4.2 – Spectre du supercontinuum de lumière blanche.

Le récepteur est un analyseur de spectre (OSA) : soit un HP 70950B, dont la plage spectrale s'étend de 600 à 1700 nm, pour une résolution de 0.05 à 10 nm, soit un Advantest Q8384, de plage spectrale identique et de résolution de 0.01 nm à 1 nm. Les travaux s'effectuant entre le laboratoire Hubert Curien de Saint Etienne, et le laboratoire ICA-A de l'Ecole des Mines d'Albi, le matériel n'est sensiblement pas identique, notamment au niveau des résolutions des analyseurs de spectre. Le suivi de l'inscription des réseaux de Bragg superposé se fait grâce à l'OSA HP du Laboratoire Hubert Curien, et la caractérisation avec l'OSA Advantest de l'ICA-A.

4.1.2 Traitement du signal

Le choix de lecture de l'information reposant sur un système en longueur d'onde, chaque réseaux de Bragg est associé à un pic de résonance définie par sa position λ_b . Afin de réaliser nos mesures il est nécessaire de connaître le plus précisément possible cette position spectrale. L'analyse spectrale est composée d'une interface logicielle permettant d'enregistrer les données issues de l'OSA pour en obtenir l'information sur la position de la longueur d'onde de Bragg.

4.1.2.1 Interface d'acquisition

L'interface Labview développée permet d'acquérir le signal provenant de la source supercontinuum, puis de l'analyser pour en définir les longueurs d'onde de Bragg correspondantes à chacun des réseaux. La figure 4.3, présentant l'organigramme de l'interface du logiciel, montre la possibilité de suivre plusieurs réseaux de façon simultanés. L'interface permet dans un premier temps de visualiser le spectre complet transmis par le capteur. Ceci permet de sélectionner les pics p de résonances à observer. Par défaut l'interface est programmée pour faire l'acquisition de deux résonances de LPG et de celle du FBG. Le nombre de points ainsi que la résolution n'est pas la même pour les deux réseaux. Une fois les spectres de chaque résonance obtenus, une étape de traitement est nécessaire pour estimer la position des longueurs d'onde de Bragg. L'interface permet également de réaliser un suivi des longueurs d'ondes des résonances en fonction du temps, en réalisant une itération avec la variable i .

4.1.2.2 Estimation de λ_b

L'estimation de la position de la longueur d'onde des résonances des deux réseaux de Bragg superposés se fait numériquement. L'approche consiste à estimer λ_b par la valeur minimum de la résonance, puis à l'optimiser en ajustant le spectre expérimental discret enregistré sur une fonction mathématique afin de réduire la dispersion de mesure. Généralement les fonctions utilisées sont de type Gaussienne, Lorentzienne ou sinus cardinal. L'ajustement est réalisé grâce à l'algorithme de Levenberg-Marquardt (algorithme d'optimisation de problèmes non linéaire) sur ces fonctions mathématiques.

Le tableau 4.1 présente les principales fonctions mathématiques, avec I_0 l'intensité du niveau de référence, A l'amplitude de la résonance et W la largeur de la résonance. La figure 4.4 illustre l'ajustement de ces fonctions sur une résonance d'un LPG symétrique et asymétrique.

Le tableau 4.2 résume les résultats observés sur la figure 4.4 en indiquant les positions des longueurs d'onde de résonance suivies de l'écart quadratique moyen pour chaque fonc-

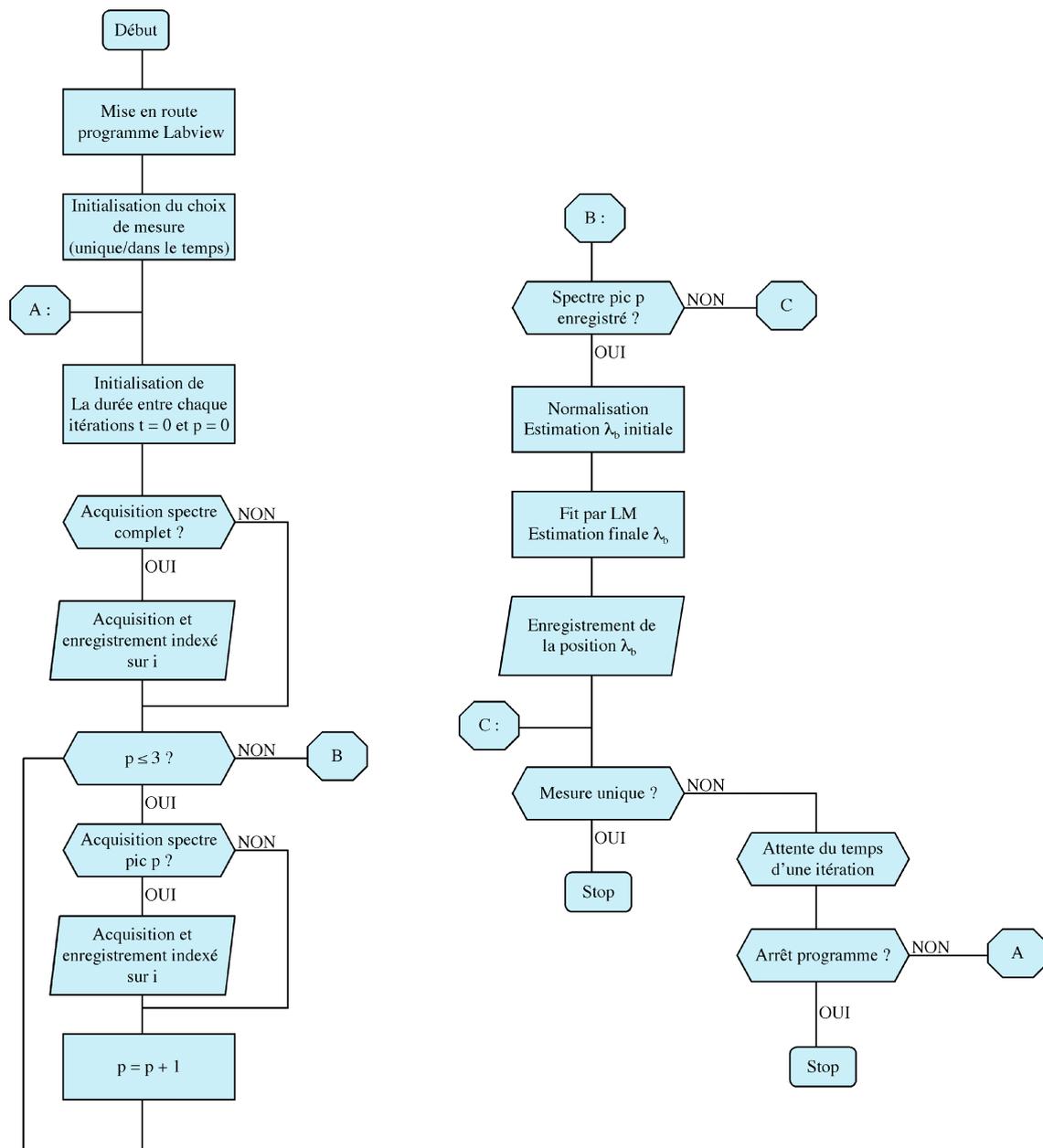
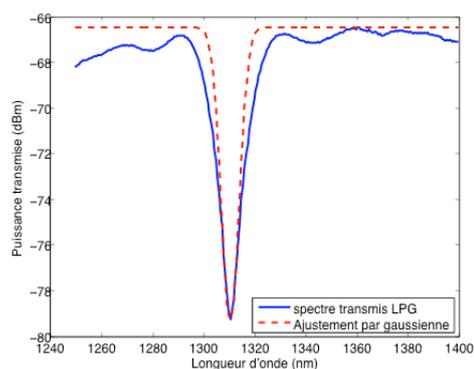


FIG. 4.3 – Organigramme de l'interface Labview.

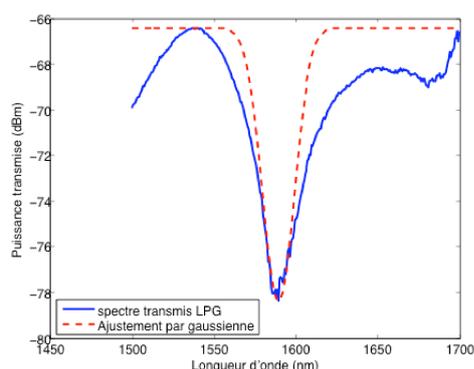
Fonction	Expression
Gauss	$G(\lambda) = I_0 + A \cdot \exp \left\{ -\frac{(\lambda - \lambda_b)^2}{W^2/2} \right\}$
Lorentz	$L(\lambda) = I_0 + A \left\{ 1 + W \cdot [4(\lambda - \lambda_b)]^{-2} \right\}$
Sinus cardinal	$S(\lambda) = I_0 + A \cdot \text{sinc} \left(\frac{\lambda - \lambda_b}{W} \right)^2$

TAB. 4.1 – Principales fonctions mathématiques utilisées pour l'estimation de la longueur d'onde de résonance.

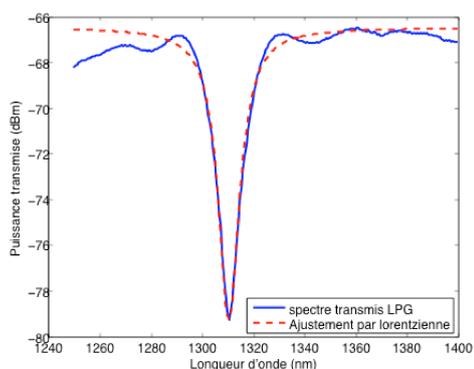
tions utilisées et en considérant une plage de longueur d'onde de 140 nm pour la résonance symétrique et de 200 nm pour celle asymétrique.



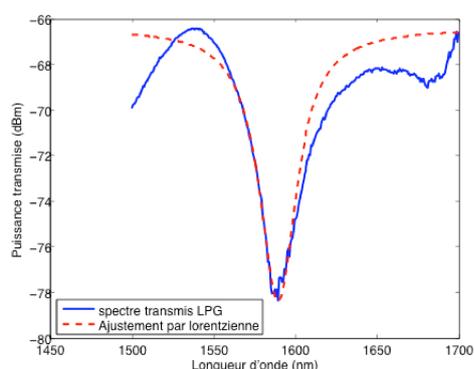
(a) *Gaussienne sur une résonance symétrique*



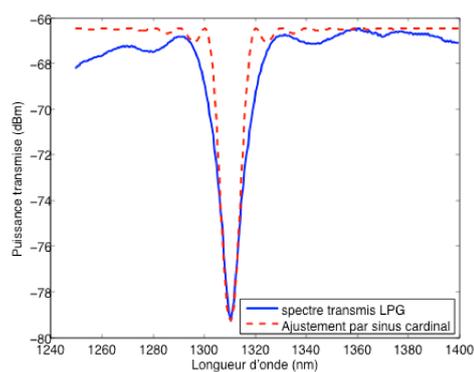
(b) *Gaussienne sur une résonance asymétrique*



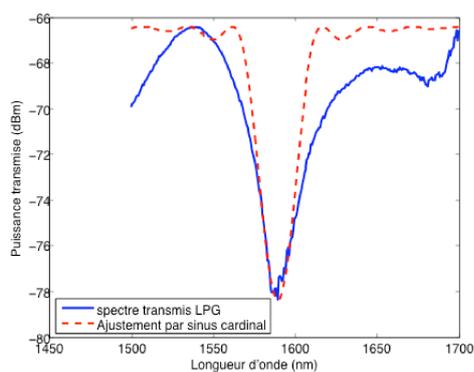
(c) *Lorentzienne sur une résonance symétrique*



(d) *Lorentzienne sur une résonance asymétrique*



(e) *Sinus cardinal sur une résonance symétrique*



(f) *Sinus cardinal sur une résonance asymétrique*

FIG. 4.4 – Ajustement de résonances d'un LPG pour différentes fonctions mathématiques.

L'observation de la figure 4.4 associée au tableau 4.2 indique que dans chacun des cas (symétrique et asymétrique) la fonction Lorentzienne est celle qui ajuste au mieux la courbe

Fonction	λ_b pic symétrique (nm)	écart quadratique moyen (dBm ²)	λ_b pic asymétrique (nm)	écart quadratique moyen (dBm ²)
Gauss	1310.396	0.774	1590.826	0.798
Lorentz	1310.433	0.349	1590.757	0.481
Sinus Cardinal	1310.386	0.886	1590.822	0.884

TAB. 4.2 – Estimation de la longueur d'onde de résonance d'un LPG (voir figure 4.4) pour une plage de spectrale de 140 nm et 200 nm respectivement pour la résonance symétrique et asymétrique.

expérimentale du LPG. Cependant pour une résonance présentant une forme asymétrique, l'ajustement peut présenter un décalage dans l'estimation de la longueur d'onde, il est donc préférable d'ajuster la courbe uniquement sur une partie restreinte en longueur d'onde autour du pic, c'est-à-dire la partie à peu près symétrique, comme l'illustre la figure 4.5 dont l'estimation de la longueur d'onde de résonance est reportée dans le tableau 4.3 et conduisant à une erreur quadratique moyenne beaucoup plus faible.

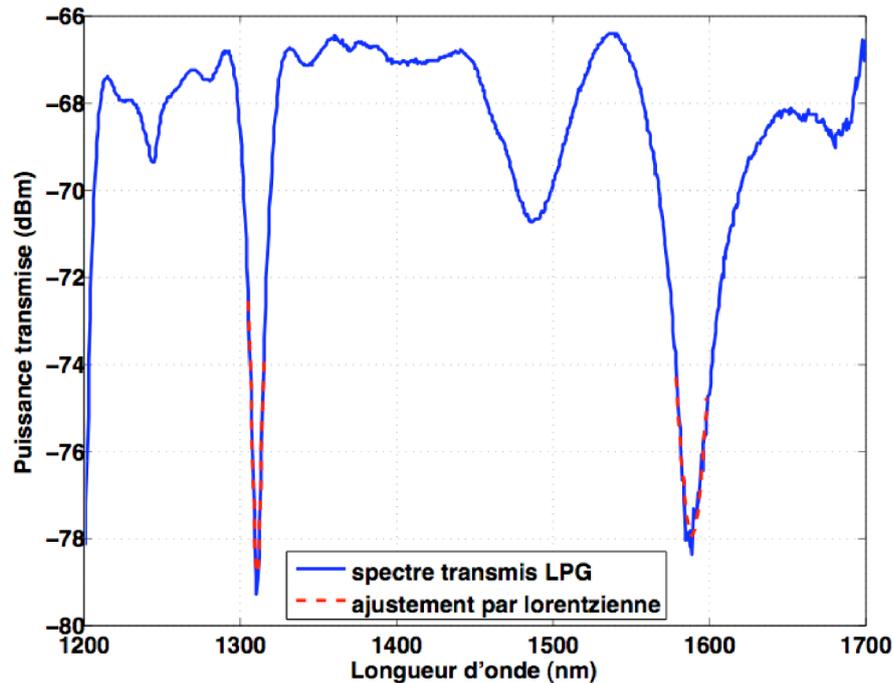
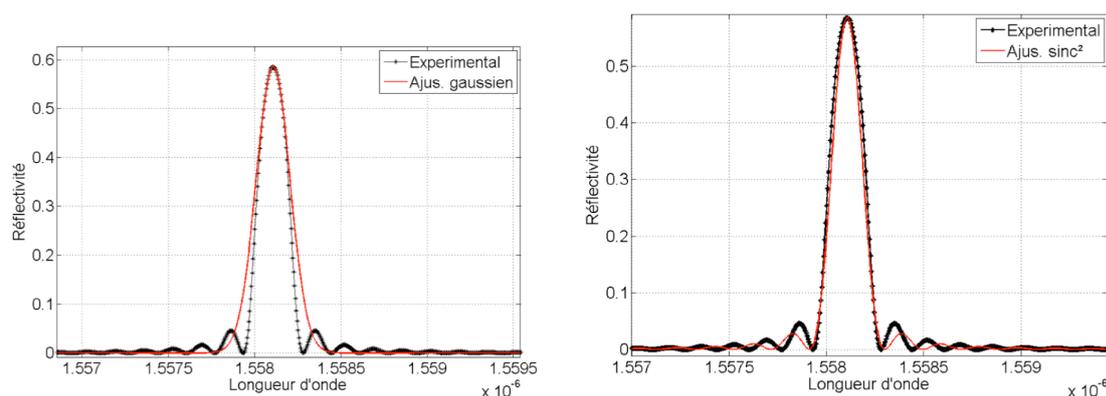


FIG. 4.5 – Ajustement par une Lorentzienne des résonances d'un LPG sur une plage restreinte : 10 nm et 20 nm respectivement pour la résonance symétrique et asymétrique.

Concernant les FBG, les travaux de Demirel [136] ont montré que le spectre transmis d'un FBG était au mieux ajusté par la fonction sinus cardinal, ce qui est illustré sur la figure 4.6. Cependant, ces analyses ont été effectuées à partir de spectres théoriques, présentant un nombre de points élevés et donc une définition spectrale de la résonance, parfaite.

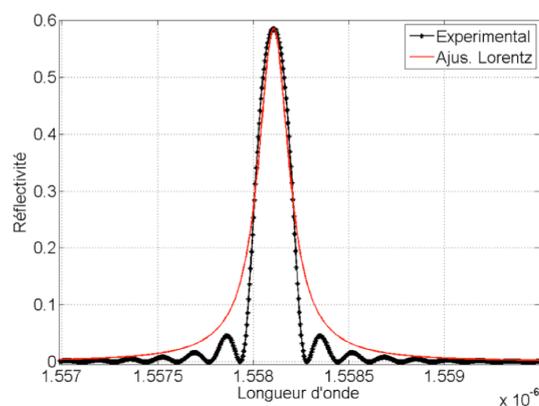
Fonction	λ_b pic symétrique (nm)	écart quadratique moyen (nm ²)	λ_b pic asymétrique (nm)	écart quadratique moyen (nm ²)
Gauss	1310.382	0.1211	1589.117	0.1253
Lorentz	1310.41	0.0658	1589.114	0.1252
Sinus Cardinal	1310.376	0.1251	1589.117	0.1253

TAB. 4.3 – Estimation de la position de la longueur d’onde d’une résonance symétrique et asymétrique d’un LPG considérant une plage restreinte de longueur d’onde.



(a) *Gaussienne*

(b) *Sinus cardinal*



(c) *Lorentzienne*

FIG. 4.6 – Ajustement de la résonance d’un FBG (en réflexion) suivant différentes fonction mathématiques (d’après [136]).

Les modèles de fonctions mathématiques seront donc sinus cardinal pour le FBG et fonction de Lorentz pour le LPG. L’ajustement est effectué par l’algorithme de Levenberg-Marquardt qui va permettre de minimiser l’erreur entre la courbe expérimentale et la fonction mathématique en fonction des paramètres. Cet algorithme est un algorithme basé sur

les méthodes de descente de gradient de type Gauss-Newton, mais plus stable et dont les solutions peuvent être approchées plus rapidement [137].

4.1.2.3 Incertitudes sur l'estimation de λ_b

Nous avons vu que l'estimation de la longueur d'onde de résonance des réseaux de Bragg provenait d'un ajustement du spectre transmis par une fonction mathématique. Cependant l'acquisition est directement liée au système de lecture qui retranscrit le spectre suivant un échantillonnage à partir duquel on peut estimer la qualité d'une mesure donnée par la résolution choisie et son temps d'intégration. Cependant, une résolution élevée nécessite un temps d'intégration élevé mais affecte aussi le niveau (la puissance) du signal détecté. Le choix à l'OSA d'une résolution de 0.5 nm pour le LPG et 0.01 nm pour le FBG est optimal en terme d'erreur et de temps d'intégration.

En prenant fixe la résolution et comme paramètre la plage spectrale contenant la résonance, nous pouvons alors réaliser une série d'acquisition afin de quantifier la qualité de la mesure (répétabilité). Pour un LPG la plage spectrale choisie varie de 100 nm à 40 nm, tandis que pour un FBG elle est de 6 nm à 2 nm. Pour chacune de ces plages on réalise une série de cent acquisitions du spectre du LPG et du FBG à température et à déformation constantes. Les valeurs moyennes et les écart-types de l'estimation de la position spectrale de la résonance sont reportées sur le tableau 4.4 pour le LPG (avec une résolution de l'OSA de 0.5 nm) et sur le tableau 4.5 pour le FBG (avec une résolution de l'OSA de 0.01 nm).

Fenêtre (nm)	λ_b moyen (nm)	Ecart-type (pm)
100	1249.089	24
80	1249.089	13
60	1249.085	10
40	1249.079	7

TAB. 4.4 – Incertitudes sur la position de la résonance des LPG pour 100 mesures identiques (répétabilité).

Les résultats du tableau 4.4, conformes à ceux auxquels on pouvait s'attendre, présentent un écart-type sur la position de la résonance plus faible lorsqu'on diminue la taille de la fenêtre spectrale.

Considérant que le choix d'une fenêtre inférieure à 40 nm présenterait une plus grande difficulté dans le suivi de la résonance pour des essais en température ou en déformation et que la largeur des LPG diffère suivant l'ordre de la résonance, nous prendrons de façon générale une fenêtre spectrale d'environ 60 nm qui représente un bon compromis quel que soit l'ordre de la résonance suivie.

Fenêtre (nm)	λ_b moyen (nm)	Ecart type (pm)
6	1549.969	3.6
4	1549.958	1.5
2	1549.952	1.2

TAB. 4.5 – Incertitudes sur la position de la résonance des FBG pour 100 mesures identiques (répétabilité).

De la même façon pour les FBG, en observant le tableau 4.5, on peut remarquer que plus la fenêtre est petite plus l'écart-type diminue; et inversement si la fenêtre est grande. Le tableau 4.5 met également en évidence que la moyenne converge rapidement à partir de 4 nm de largeur de fenêtre avec un écart type de 1.5 pm pouvant aller jusqu'à 1.2 pm pour une fenêtre de 2 nm. Cependant pour un suivi ou une caractérisation, une fenêtre aussi petite n'est pas envisageable. Il est donc préférable d'utiliser une fenêtre de 4 nm afin de suivre au mieux l'évolution de la résonance. Ce choix est uniquement motivé par la précision désirée pour l'obtention de la température et de la déformation.

Ainsi les incertitudes dues au système d'interrogation sur l'estimation de la position des résonances sont de l'ordre de 1.5 pm pour un FBG, et de 10 pm pour un LPG. Il faut tout de fois garder la même fenêtre sur toute la durée de l'expérimentation, afin de ne pas décaler la résonance suite à un différent fenêtrage.

4.2 Réponse du composant : température, déformation et sollicitations croisées

4.2.1 Etalonnage en température et en déformation

Le capteur développé ne mesurant qu'une variation de longueur d'onde en fonction de son environnement, il est donc nécessaire de le calibrer correctement sur les deux grandeurs à mesurer. L'étalonnage du capteur est réalisé suivant les deux grandeurs séparément à l'aide d'un banc d'étalonnage. Celui-ci, représenté sur la figure 4.7 et schématisé sur la figure 4.8, est constitué d'une capsule en verre sur laquelle est collée une résistance thermique mise sous tension et entourée d'un isolant. La fibre est placée à l'intérieur de la capsule, la température est mesurée grâce à un micro-thermocouple collé sur la fibre au plus près du réseau [138]. La fibre optique est maintenue droite et tendue par une platine de translation micrométrique d'un côté et par un capteur d'effort de l'autre. Ainsi la même tension est exercée sur la fibre pour toute la durée de l'étalonnage en température.

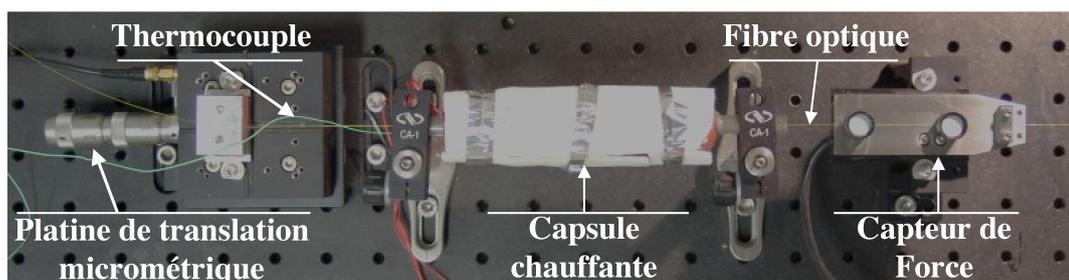


FIG. 4.7 – Photographie du banc d'étalonnage en température et en déformation.

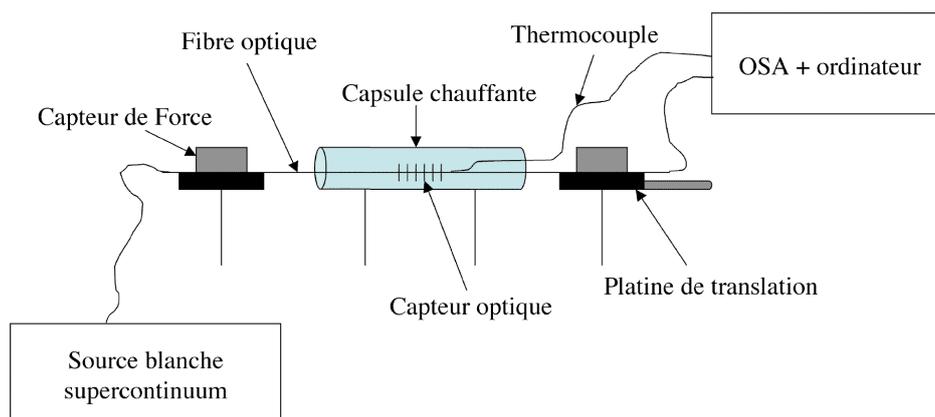


FIG. 4.8 – Schéma du banc d'étalonnage en température et en déformation.

Nous proposons dans cette partie d'étudier le comportement à la température et à la déformation de plusieurs composants présentant des LPG/FBG superposés et dont les caractéristiques sont reportées dans le tableau 4.6.

Nom	Pas LPG (μm)	Nb pas	Puissance d'inscription LPG (mW)	Période FBG (μm)	Puissance d'inscription FBG (mW)
<i>Composant 1</i>	310	50	75	0.529	85
<i>Composant 2</i>	270	55	80	0.529	80
<i>Composant 3</i>	290	55	80	0.541	80
<i>Composant 4</i>	310	55	80	0.529	90
<i>Composant 5</i>	310	60	70	0.529	80

TAB. 4.6 – Caractéristiques d'inscription des réseaux superposés présentés pour l'étalonnage en température et déformation.

4.2.1.1 Etalonnage en température

La température est appliquée suivant différents paliers jusqu'à stabilisation, l'acquisition des différents spectres est ensuite effectuée déterminant ainsi la valeur de la position de la résonance. Les valeurs des résonances sont ensuite reportées sur un graphique en fonction de

la température mesurée par le thermocouple pour en déduire la droite de sensibilité du LPG et du FBG à la température.

Pour l'exemple un LPG (*nommé Composant 1*) de pas $310 \mu\text{m}$ sur lequel est superposé un FBG de période $0.529 \mu\text{m}$ présente pour chaque résonance les sensibilités à la température reportées sur la figure 4.9.

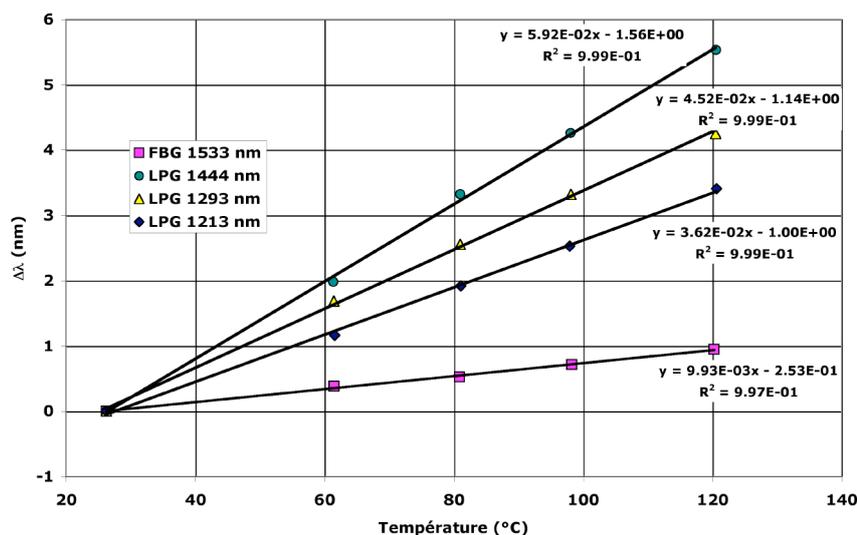


FIG. 4.9 – Variations en longueur d'onde du *composant 1* en fonction de la température (3 résonances sont suivies pour le LPG).

La figure 4.9 permet de déduire les sensibilités des deux réseaux de Bragg à la température. Les coefficients de corrélation sont indiqués afin d'estimer la cohérence entre les régressions linéaires et les valeurs obtenues. Il est assez intéressant de constater que les résonances du LPG d'ordre élevé présentent une plus forte sensibilité à la température généralement comprise entre 30 et 60 pm/°C pour un tel réseau; ce qui correspond aux résultats observés par Bhatia *et al.* [108]. Les sensibilités pour des résonances d'ordres différents varient en raison de la condition d'accord de Bragg qui, pour un LPG, est définie par la différence entre l'indice effectif du mode de coeur et celui de gaine. Cette différence n'est donc pas la même pour chaque mode. Cependant, pour une même résonance, la réponse à la température peut différer en raison des paramètres d'inscription du LPG mais également de ceux du FBG superposé, comme expliqué au chapitre 3.

La figure 4.10 présente les sensibilités à la température de la résonance du LPG de pas $270 \mu\text{m}$ située à 1235 nm et celle du FBG ($\Lambda = 0.529 \mu\text{m}$) à 1533 nm.

Par comparaison à la figure 4.9 nous pouvons observer une sensibilité bien plus impor-

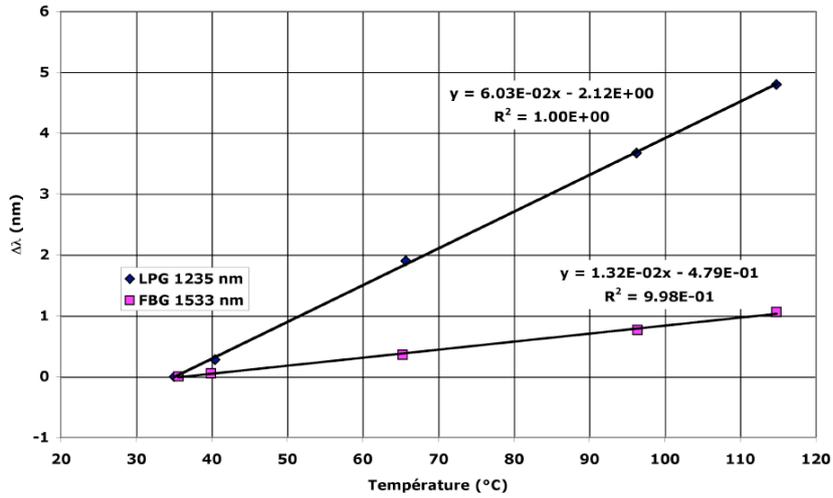


FIG. 4.10 – Variations en longueur d’onde du *composant 2* en fonction de la température.

tante à la température (60.3 pm/°C dans le cas présent) autour de cette longueur d’onde que précédemment (entre 36 et 45 pm/°C). De la même façon pour le FBG la figure 4.10 met en évidence une légère augmentation de la sensibilité par rapport à la figure 4.9, qui peut s’expliquer par la différence due à la superposition entre les deux composants.

A titre d’exemple, la comparaison des figures 4.11 et 4.12 permet de mettre en évidence que la sensibilité à la température de différentes résonances peut être du même ordre de grandeur. Le LPG de la figure 4.11 présente une résonance à 1585 nm pour une sensibilité $K_{T_L} = 48.3$ pm/°C tandis que le réseau de la figure 4.12 présente une sensibilité $K_{T_L} = 45.7$ pm/°C pour la résonance à 1290 nm.

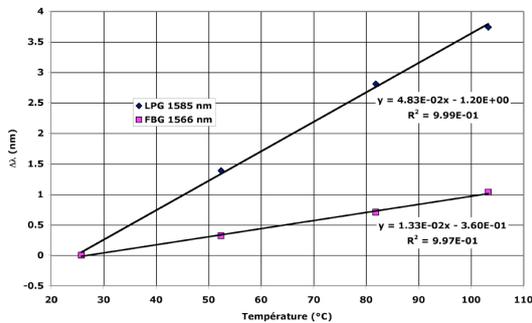


FIG. 4.11 – Variations en longueur d’onde du *composant 3* en fonction de la température.

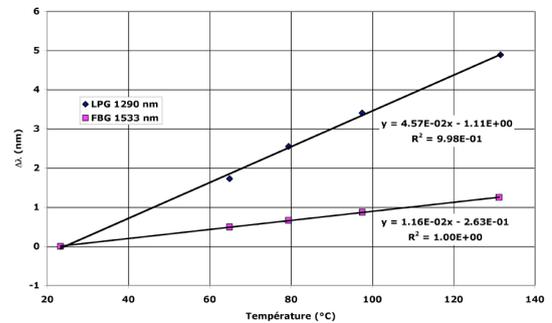


FIG. 4.12 – Variations en longueur d’onde du *composant 4* en fonction de la température.

4.2.1.2 Etalonnage en déformation

Le capteur de force couplé à la platine de translation micrométrique (voir Fig. 4.8) permet de réaliser l'étalonnage en déformation avec un pas de $285 \mu\epsilon$ [138]. La relation entre la force mesurée par le capteur et la déformation est exprimée par :

$$\begin{aligned} F &= \sigma S \\ &= E \epsilon S \end{aligned} \quad (4.1)$$

avec E le module de Young de la fibre optique (≈ 70 GPa) et S la section de la fibre. Comme précédemment, les acquisitions sont relevées pour chaque pas sur une plage d'environ $2000 \mu\epsilon$. Les figures présentées dans la suite correspondent aux composants dont l'étalonnage en température a été décrit précédemment.

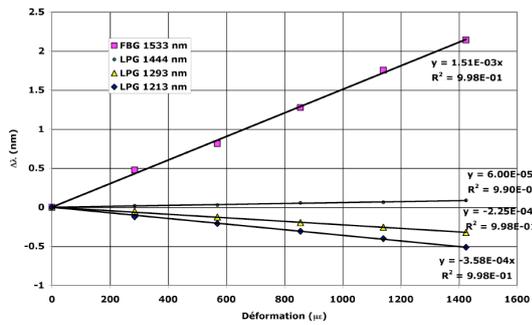


FIG. 4.13 – Sensibilités à la déformation du *Composant 1*.

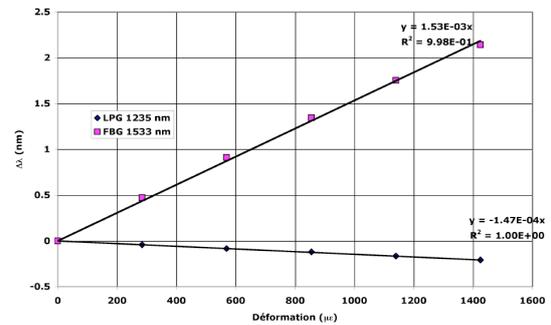
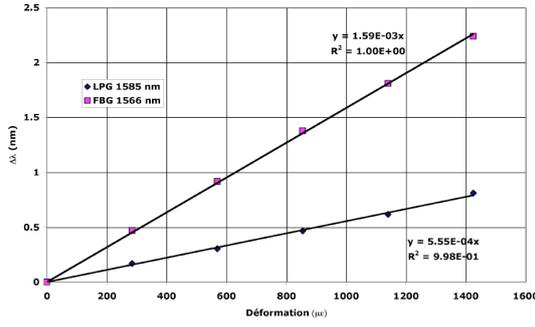
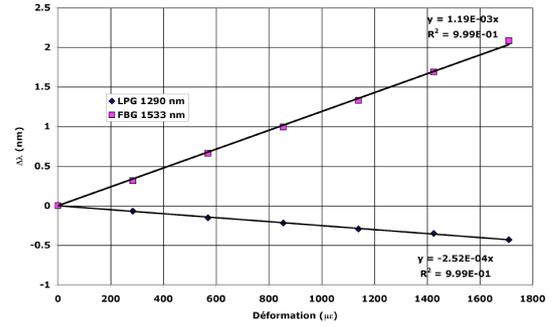


FIG. 4.14 – Sensibilités à la déformation du *Composant 2*.

L'observation de la figure 4.13 permet d'illustrer les sensibilités à la déformation du *composant 1*. Les résultats montrent que la sensibilité à la déformation du LPG est négative pour les résonances d'ordre faibles, c'est-à-dire celles à 1213 et 1293 nm, pour devenir positive pour celle d'ordre plus élevée (1444 nm). Cette différence provient de la condition d'accord de Bragg des LPG (équation (1.13) page 31) qui est définie par la différence entre les indices effectifs. La différence devient négative et très minime pour les modes d'ordres bas.

Ultérieurement, dans un souci de découplage optimum entre température et déformation, il sera nécessaire de choisir une résonance pour laquelle la sensibilité à la déformation K_ϵ est négative. C'est pourquoi on choisira de préférence des résonances situées entre 1200 nm et 1300 nm comme l'illustre les figures 4.14 et 4.15 contrairement à des résonances plus élevées (1585 nm) comme illustré sur la figure 4.16.

Les sensibilités à la déformation du LPG restent très faibles (entre -0.3 et $+0.5 \text{ pm}/\mu\epsilon$)


 FIG. 4.15 – Sensibilités à la déformation du *Composant 3*.

 FIG. 4.16 – Sensibilités à la déformation du *Composant 4*.

par comparaison aux FBG qui sont comprises entre 1.2 et 1.6 pm/ $\mu\epsilon$. De part la spécificité de nos composants, il était nécessaire de réaliser ces étalonnages en température et déformation qui auraient pu se révéler, par le biais des inscriptions superposés, différents des valeurs généralement constatées dans la littérature.

4.2.1.3 Incertitudes sur les sensibilités

L'erreur sur la pente estimée durant l'étalonnage est due à une dispersion sur les résultats de mesure, mais aussi à une erreur systématique provenant de l'incertitude du calcul de la courbe d'étalonnage [134], qui est exprimée par :

$$\delta K_{T_j} = \sqrt{\frac{1}{N-2} \left[\sum (\Delta\lambda_{b_{ji}} - \overline{\Delta\lambda_{b_j}})^2 - \frac{[\sum (T_i - \bar{T}) (\Delta\lambda_{b_{ji}} - \overline{\Delta\lambda_{b_j}})]^2}{\sum (T_i - \bar{T})^2} \right]} \quad (4.2)$$

avec N le nombre total de mesures i , et $j = L, F$ correspondant respectivement au LPG ou au FBG. Les variables surlignées représentent les moyennes. De la même façon en utilisant ces mêmes notations pour la déformation, l'incertitude sur la sensibilité obtenue lors de l'étalonnage est exprimée par :

$$\delta K_{\varepsilon_j} = \sqrt{\frac{1}{N-2} \left[\sum (\Delta\lambda_{b_{ji}} - \overline{\Delta\lambda_{b_j}})^2 - \frac{[\sum (\varepsilon_i - \bar{\varepsilon}) (\Delta\lambda_{b_{ji}} - \overline{\Delta\lambda_{b_j}})]^2}{\sum (\varepsilon_i - \bar{\varepsilon})^2} \right]} \quad (4.3)$$

En reprenant quelques uns des résultats des composants étalonnés précédemment, on peut en déduire l'incertitude sur la sensibilité à chaque sollicitation. Le tableau 4.7 répertorie ces incertitudes. Elles sont en moyenne de 2.1% sur la sensibilité à la température pour le LPG et de 2.7% pour celle en déformation. Cependant l'observation du tableau met en

évidence que l'erreur est plus importante pour la résonance d'un LPG d'ordre élevé qui présente une sensibilité à la déformation positive. Ultérieurement pour un découplage le plus efficace possible, nous n'utiliserons pas de résonances présentant une telle sensibilité, et préférons celles dont les sensibilités à la déformation sont négatives. Ainsi, en considérant uniquement ces dernières, nous pouvons déduire que l'incertitude moyenne sur la sensibilité à la déformation du LPG est de 1.9%. Concernant le FBG, l'incertitude moyenne est de 2.1% pour la température et de 3.5% pour la sensibilité à la déformation.

Structures	K_T ($pm/^\circ C$)	$ \delta K_T/K_T $ (%)	K_ε ($pm/\mu\varepsilon$)	$ \delta K_\varepsilon/K_\varepsilon $ (%)
<i>Composant 1</i> 1213 nm	36.2	2.1	-0.358	1.9
<i>Composant 1</i> 1293 nm	45.2	1.8	-0.225	2.3
<i>Composant 1</i> 1444 nm	59.2	1.9	0.06	5
<i>Composant 1</i> 1533 nm (FBG)	9.93	3.2	1.51	2
<i>Composant 4</i> 1290 nm	45.7	2.5	-0.250	1.6
<i>Composant 4</i> 1533 nm (FBG)	11.6	0.9	1.21	5

TAB. 4.7 – Incertitudes sur les sensibilités aux sollicitations.

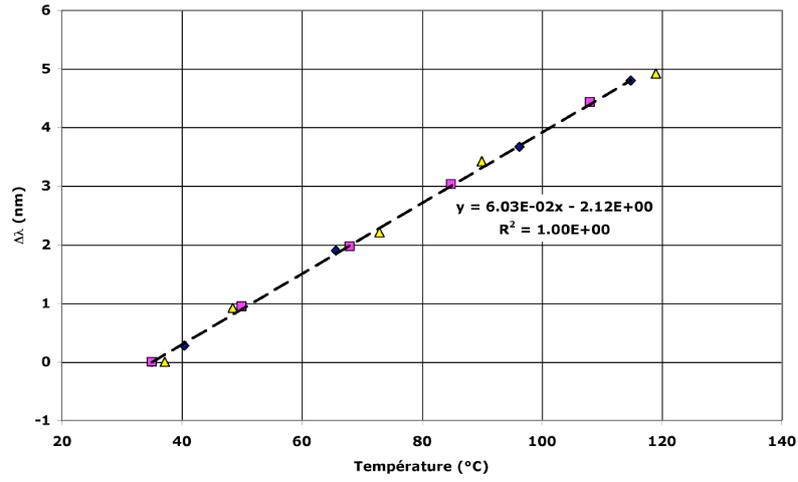
Les incertitudes ainsi obtenues sont très faibles et permettent de conclure quant à la fiabilité du système de mesure utilisé. Elles vont conduire à un bon conditionnement de la matrice des sensibilités et par voie de conséquence à un meilleur découplage des sollicitations mesurées.

4.2.2 Reproductibilité des étalonnages

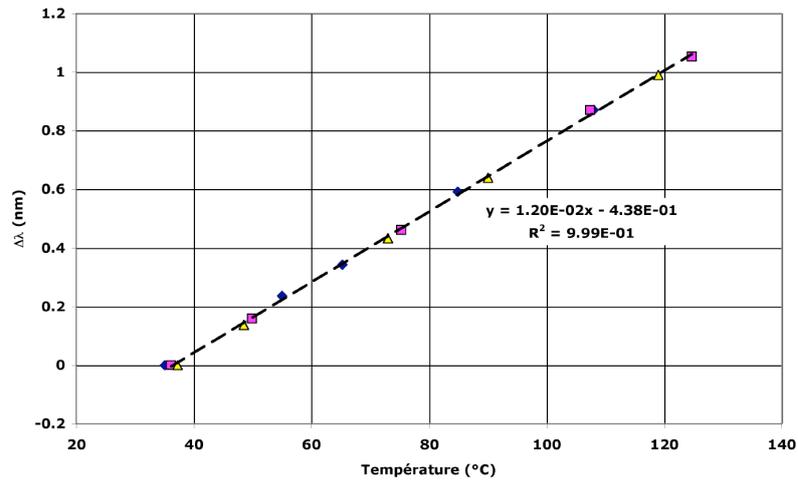
L'étalonnage en température et déformation étant réalisé, il est nécessaire de valider cet étalonnage en vérifiant sa validité et sa reproductibilité. Pour cela, en température comme en déformation, l'étalonnage est réalisé plusieurs fois en repartant de la position initiale. Les figures 4.17(a) et 4.17(b) présentent les résultats des sensibilités à la température de la résonance du LPG et du FBG.

Pour une plus grande lisibilité des résultats, seule la pente moyenne des droites d'étalonnage en température est présentée sur la figure 4.17; l'ensemble des résultats sur la reproductibilité en température est reporté dans le tableau 4.8 :

L'observation des figures permet de mettre en évidence des sensibilités à la température



(a) Résonance à 1235 nm (LPG)



(b) Résonance à 1533 nm (FBG)

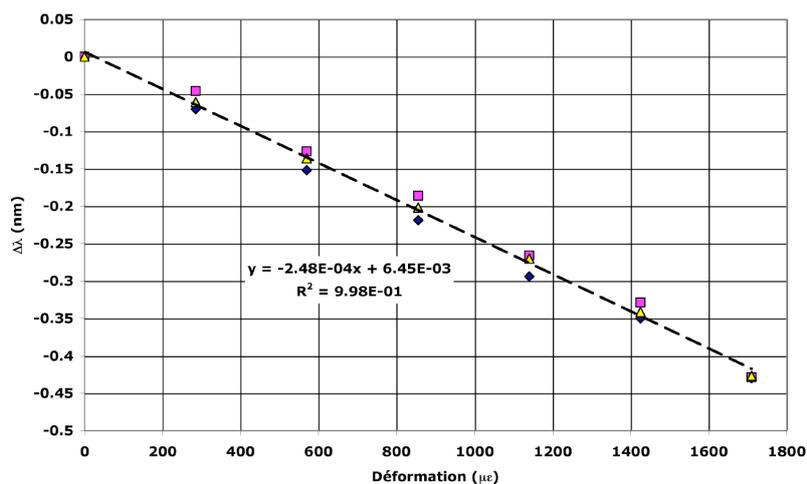
FIG. 4.17 – Répétabilité de l'étalonnage en température du *Composant 2* : courbes de sensibilité.

Essai	K_{T_L} (pm/°C)	Coefficient de corrélation linéaire R	$K_{T_F}^2$ (pm/°C)	Coefficient de corrélation linéaire R
1	60.5	0.99989	12	0.99973
2	59.7	0.99801	12.1	0.99996
3	60.3	0.99985	12	0.99974

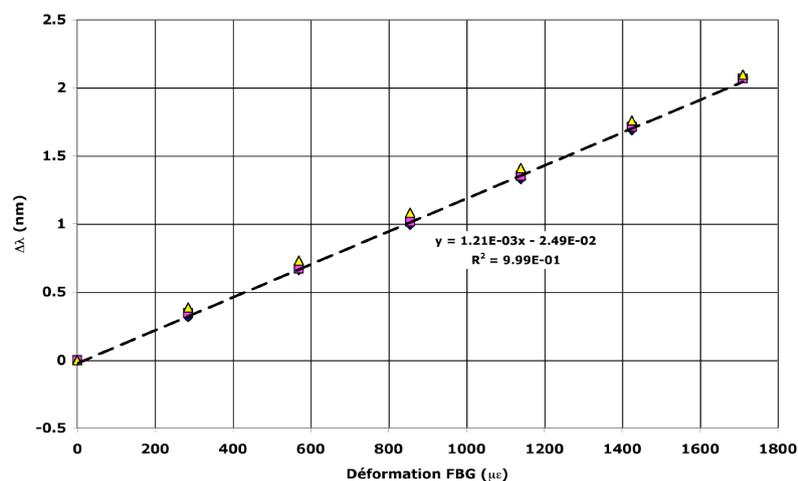
TAB. 4.8 – Reproductibilité de l'étalonnage en température du *Composant 2* : pentes obtenues.

du LPG très proche : $K_{T_L} = 59.7$ à 60.3 pm/°C et $K_{T_F} = 12.0$ à 12.1 pm/°C pour le FBG, soit un écart relatif de l'ordre du pour-cent dans les deux cas. Les sensibilités du FBG et du LPG à la température sont donc valides, répétables et cohérente.

De la même façon pour la déformation, un même étalonnage répété plusieurs fois conduit aux courbes du *Composant 4* présentées sur la figure 4.18, et dont les résultats sont reportés dans le tableau 4.9.



(a) Résonance à 1235 nm (LPG)



(b) Résonance à 1533 nm (FBG)

FIG. 4.18 – Reproductibilité de l'étalonnage en déformation du *Composant 4* : courbes de sensibilité.

Les résultats présentés sur la figure 4.18 et repris dans le tableau 4.9 permettent de valider

Essai	K_{ε_L} (pm/ $\mu\varepsilon$)	Coefficient de corrélation linéaire R	K_{ε_F} (pm/ $\mu\varepsilon$)	Coefficient de corrélation linéaire R
1	-0.249	0.99931	1.22	0.99981
2	-0.248	0.99779	1.21	0.99951
3	-0.249	0.99921	1.21	0.99989

TAB. 4.9 – Reproductibilité de l'étalonnage en déformation du *Composant 4* : pentes obtenues.

l'étalonnage en déformation. Ils indiquent une différence inférieure à 1% dans l'estimation des sensibilités K_{ε_L} et K_{ε_F} .

4.2.3 Caractérisation suivant les sollicitations croisées

L'étalonnage est réalisé comme précédemment en prenant fixe l'une des deux grandeurs tandis que l'autre varie. Cependant le capteur a pour objectif d'être utilisé dans des conditions réelles où les deux grandeurs seront appliquées simultanément. C'est pourquoi il est judicieux de vérifier s'il existe un effet de l'une des grandeurs sur l'autre, on parle alors de sensibilité croisée. Sur l'hypothèse que les contributions sont additives, l'évolution de la longueur d'onde en fonction des grandeurs T et ε peuvent s'écrire [132] :

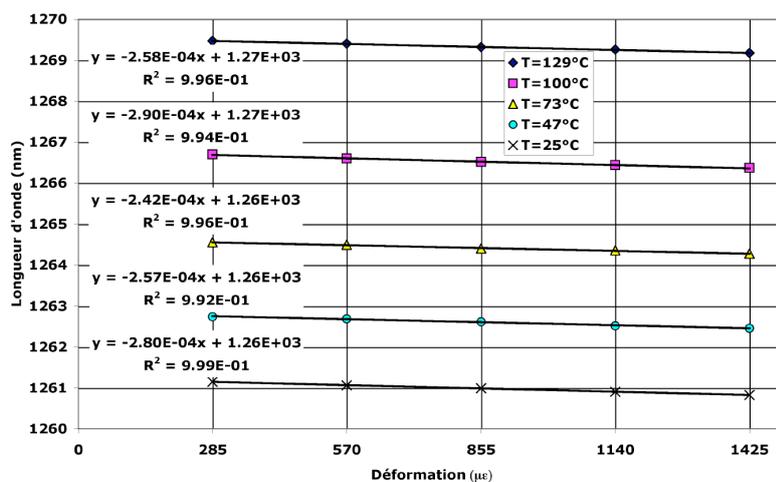
$$\Delta\lambda_b = K_T\Delta T + K_\varepsilon\varepsilon + K_{T\varepsilon}\varepsilon\Delta T \quad (4.4)$$

Le moyen efficace d'estimer la sensibilité croisée est de réaliser différents paliers de température puis d'étirer la fibre sur ces paliers [133]. Ainsi pour chaque température nous aurons accès à un étalonnage en déformation. La différence des sensibilités entre les pentes nous renseigne sur l'effet de la sensibilité croisée.

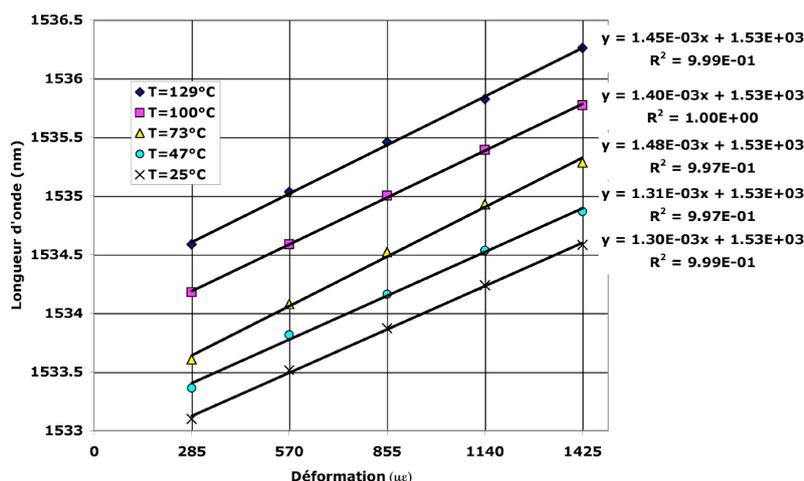
On présente figure 4.19 les résultats pour la structure nommée *Composant 5* lorsqu'un étalonnage en déformation est réalisé pour différents paliers de température.

L'observation des figures 4.19(a) et 4.19(b) montre des droites quasiment parallèles, ce qui implique que les sensibilités croisées sont négligeables suivant les deux sollicitations considérées. Finalement la valeur moyenne de la sensibilité à la déformation du LPG entre 25°C et 130°C est de $K_{\varepsilon_L} = -0.274$ pm/ $\mu\varepsilon$ avec un écart-type de 0.019 pm/ $\mu\varepsilon$. Pour le FBG la valeur moyenne est $K_{\varepsilon_F} = 1.31$ pm/ $\mu\varepsilon$ pour un écart-type de 0.008 pm/ $\mu\varepsilon$.

Cette partie a eu pour objet d'estimer la réponse des réseaux superposés LPG/FBG suivant les deux sollicitations : température et déformation. Nous avons vu dans un premier



(a) LPG



(b) FBG

 FIG. 4.19 – Etalonnage suivant les sollicitations croisées du *Composant 5*.

temps que l'étalonnage était réalisé grâce à un banc de mesure qui permet d'appliquer au composant une température à déformation constante et réciproquement, une déformation à température constante. Les sensibilités à la température et à la déformation ont été reportées pour différents réseaux, inscrits suivant des paramètres différents, et résumées dans le tableau 4.10 sous forme de la matrice des sensibilités $[K]$ définie par l'équation (3.3) page 83 en considérant les structures citées précédemment (*Composant 1 à 5*).

Au chapitre 3, nous avons introduit la notion d'efficacité de découplage. En comparant le tableau 4.10 au tableau 3.2 du chapitre 3, nous pouvons observer que l'efficacité de

4.3. Validation de la mesure découplée de température-déformation

Réseaux	Matrice [K]	Déterminant D ($pm^2/^\circ C/\varepsilon$)	Efficacité de découplage E (%)
<i>Composant 1</i> (1444 – 1533)	$\begin{bmatrix} 59.2 & 0.06 \\ 9.93 & 1.51 \end{bmatrix}$	88.79	97.88
<i>Composant 1</i> (1293 – 1533)	$\begin{bmatrix} 45.2 & -0.225 \\ 9.93 & 1.51 \end{bmatrix}$	70.48	99.75
<i>Composant 1</i> (1213 – 1533)	$\begin{bmatrix} 36.2 & -0.358 \\ 9.93 & 1.51 \end{bmatrix}$	58.22	99.94
<i>Composant 2</i> (1235 – 1533)	$\begin{bmatrix} 60.3 & -0.147 \\ 13.2 & 1.50 \end{bmatrix}$	92.39	99.31
<i>Composant 3</i> (1585 – 1566)	$\begin{bmatrix} 48.3 & 0.555 \\ 13.3 & 1.59 \end{bmatrix}$	69.42	82.28
<i>Composant 4</i> (1290 – 1533)	$\begin{bmatrix} 45.7 & -0.250 \\ 11.6 & 1.21 \end{bmatrix}$	58.20	99.90
<i>Composant 5</i> (1260 – 1533)	$\begin{bmatrix} 78.7 & -0.274 \\ 13.5 & 1.31 \end{bmatrix}$	106.20	99.88

TAB. 4.10 – Récapitulatif des composants sensibles aux sollicitations sous forme de matrice des sensibilités, déterminants et efficacité de découplage.

découplage est proche du maximum (supérieure à 99%) pour la plupart des réseaux superposés contrairement aux techniques généralement utilisées (tab. 3.2 p. 100) pour la discrimination température-déformation. Nous pouvons donc conclure que la méthode la plus efficace pour discriminer la température et la déformation (de façon purement optique, c'est-à-dire sans conditionnement particulier de la fibre) est celle que nous avons développé et décrit au chapitre précédent. De plus l'observation du tableau 4.10 permet de mettre en évidence le besoin d'utiliser de préférence la résonance du LPG située entre 1200 et 1300 nm pour laquelle la sensibilité à la déformation est négative et donne une meilleure efficacité. Cependant dans le cas de composants distribués (voir section 3.4 page 117), cette résonance résulte de la superposition de tous les LPG distribués ; l'efficacité de découplage ne sera donc plus faible.

4.3 Validation de la mesure découplée de température-déformation

Cette partie, consacrée au découplage température-déformation, représente l'étape de validation du capteur au découplage. Dans un premier temps nous présentons la méthodologie appliquée afin de retrouver les valeurs de température et de déformation, avant de passer à un recensement général des incertitudes sur les mesures effectuées.

4.3.1 Méthodologie

Nous avons précédemment défini au chapitre 3, p. 81 le système (3.2) :

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_{b_L} \\ \Delta\lambda_{b_F} \end{bmatrix} = [K] \begin{bmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{bmatrix}$$

ainsi que l'équation (3.3) de la matrice des sensibilités :

$$[K] = \begin{bmatrix} K_{T_L} & K_{\varepsilon_L} \\ K_{T_F} & K_{\varepsilon_F} \end{bmatrix}$$

toutes deux nécessaires afin de résoudre le découplage température-déformation. Nous avons démontré précédemment que cette matrice K présentait un déterminant non nul et par voie de conséquence que la résolution d'un tel système était possible. Pour cela il suffit de prendre la matrice inverse :

$$\begin{bmatrix} \Delta T \\ \varepsilon \end{bmatrix} = [K]^{-1} \begin{bmatrix} \Delta\lambda_{b_L} \\ \Delta\lambda_{b_F} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

avec

$$[K]^{-1} = \frac{1}{K_{T_L}K_{\varepsilon_F} - K_{\varepsilon_L}K_{T_F}} \begin{bmatrix} K_{\varepsilon_F} & -K_{\varepsilon_L} \\ -K_{T_F} & K_{T_L} \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

La matrice des sensibilités étant déterminée préalablement par l'étalonnage, et les déplacements des longueurs d'onde étant mesurés par le système d'acquisition, il est aisé de retrouver la température et la déformation appliquée au système.

4.3.2 Résultats et incertitudes

4.3.2.1 Découplage

Cette étape de découplage consiste à solliciter la structure des réseaux superposés à une certaine température et en même temps à une certaine déformation. Les deux sollicitations sont alors estimées par notre capteur et bien entendu mesurées par le thermocouple et le capteur de force du banc d'étalonnage. La matrice de sensibilité du *Composant 1* est la suivante :

$$[K] = \begin{bmatrix} 36.2 & -0.358 \\ 9.93 & 1.51 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

Les sollicitations imposées sont reportées dans le tableau 4.11 avec les variations en longueurs d'ondes correspondantes et les grandeurs finales discriminées par le capteur. T_{TC} est la valeur indiquée par le thermocouple, ε_{FS} est la déformation déduite du capteur de force à l'aide de l'équation (4.1), et T_{mes} et ε_{mes} les valeurs découplées de température et de déformation mesurées par le capteur à réseaux de Bragg.

T_{TC} (°C)	ε_{FS} ($\mu\varepsilon$)	$\Delta\lambda_{b_L}$ (nm)	$\Delta\lambda_{b_F}$ (nm)	T_{mes} (°C)	ε_{mes} ($\mu\varepsilon$)
53.85	1137	2.10	1.899	53.36	1142.06
97.9	1710	5.42	3.243	97.64	1712.73
106.8	1710	6.15	3.341	106.84	1693.37
83.2	855	4.53	1.938	83.22	861.71
61.6	1140	2.77	2.015	61.85	1133.72

TAB. 4.11 – Découplage température-déformation, comparaison avec les valeurs imposées.

L'observation des résultats présentés dans le tableau 4.11 permet de mettre en avant la qualité du découplage et d'apprécier en première approche les incertitudes sur la mesure qui sont au maximum de 0.49°C et 17 $\mu\varepsilon$ (écarts maximum) pour ce capteur donné par rapport à une valeur de référence. Nous allons tenter à présent d'estimer plus précisément ces incertitudes.

4.3.2.2 Sources d'incertitudes

Le système permettant de mesurer (et de discriminer) la température et la déformation est constitué de la source de lumière blanche supercontinuum, du réseau de Bragg LPG/FBG superposés et de l'OSA. A proprement parler, la grandeur physique (l'environnement) induit un déplacement des λ_b . Le spectre des réseaux est acquis, la valeur des λ_b en est ensuite déduite. Enfin, la grandeur physique est déterminée en utilisant le déplacement des λ_b et les

étalonnages effectués au préalable.

Sur cette chaîne de mesure, les incertitudes interviennent tout d'abord au niveau de l'acquisition du spectre des réseaux de Bragg au moyen du système d'interrogation utilisé. Elles sont également liées à l'exploitation du spectre obtenu afin d'en extraire la longueur d'onde de résonance, c'est-à-dire sur le traitement de l'information, mais aussi sur la détermination des grandeurs mesurées en comparaison aux étalonnages réalisés.

Incertitudes liées au système d'interrogation Cette partie de l'incertitude est entièrement liée à l'analyseur de spectre. En effet, c'est cet appareil qui va permettre de reconstruire le spectre transmis par le laser en longueur d'onde en fonction de l'intensité. Il est généralement constitué d'un réseau de diffraction qui va tourner pour balayer complètement le spectre. Suivant le type d'appareil les résolutions peuvent être très différentes. Par exemple, l'analyseur HP du laboratoire Hubert Curien admet une résolution de 10 nm à 0.05 nm, tandis que l'Advantest de l'école des mines d'Albi permet lui d'accéder aux résolutions de 0.5 nm à 0.01 nm. La résolution d'un analyseur de spectre va donc jouer un rôle pour déterminer la fréquence d'acquisition du signal, il est alors judicieux de faire un compromis entre vitesse d'acquisition et incertitudes.

La lecture du spectre d'un FBG nécessite une plus grande intensité, cette lecture n'est donc pas facilitée avec une résolution élevée. Il faut également prendre en compte la puissance de la source qui intervient sur la sensibilité de l'OSA. Bien que la source supercontinuum soit suffisamment intense en terme de puissance transmise, une faible résolution agit fortement sur le signal transmis et par voie de conséquence sur la fréquence d'acquisition.

Incertitudes liées au traitement de l'information Le traitement du signal délivré par l'OSA s'avère nécessaire au regard de l'étude précédente, en effet nous avons vu que la valeur de la résonance dépendait des conditions d'acquisition du spectre (c'est-à-dire l'échantillonnage, le fenêtrage, la résolution, ...). Dans ce cas, les spectres obtenus présentent une discrétisation au niveau de la longueur d'onde, résultant ainsi en une dispersion des longueurs d'onde de Bragg mesurées. Comme nous l'avons vu précédemment, il n'est pas possible d'obtenir une résolution suffisamment élevée pour une fréquence d'acquisition tout aussi élevée.

Ces deux sources d'incertitudes vont conduire à des erreurs lors des mesures effectuées par nos capteurs, celles-ci vont porter sur la position de la résonance, mais aussi sur la sensibilité puis finalement sur la mesure découplée de température et de déformation. Un filtrage est alors nécessaire avant de faire une première estimation de la résonance.

4.3.2.3 Etude comparative au niveau des incertitudes

Nous avons quantifié précédemment l'incertitude sur la position de la longueur d'onde liée au système d'interrogation. Ces erreurs sur la position induisent par voie de conséquence une erreur sur l'estimation de la sensibilité aux sollicitations lors de l'étalonnage. La dernière incertitude que nous n'avons pas encore qualifiée est celle qui porte sur les grandeurs déterminées qui vont permettre de quantifier la mesure réalisée par le capteur. L'incertitude sur la température déterminée peut être obtenue à partir de l'incertitude sur la position des longueurs d'onde de résonance et des sensibilités par [114] :

$$|\Delta T| \leq \left[\left(\frac{K_{TL}^2}{\delta\lambda_{bL}^2} + \frac{K_{TF}^2}{\delta\lambda_{bF}^2} \right) - \frac{\left(\frac{K_{\varepsilon L} K_{TL}}{\delta\lambda_{bL}^2} + \frac{K_{\varepsilon F} K_{TF}}{\delta\lambda_{bF}^2} \right)^2}{\left(\frac{K_{\varepsilon L}^2}{\delta\lambda_{bL}^2} + \frac{K_{\varepsilon F}^2}{\delta\lambda_{bF}^2} \right)} \right]^{-1/2} \quad (4.8)$$

$$|\Delta\varepsilon| \leq \left[\left(\frac{K_{\varepsilon L}^2}{\delta\lambda_{bL}^2} + \frac{K_{\varepsilon F}^2}{\delta\lambda_{bF}^2} \right) - \frac{\left(\frac{K_{\varepsilon L} K_{TL}}{\delta\lambda_{bL}^2} + \frac{K_{\varepsilon F} K_{TF}}{\delta\lambda_{bF}^2} \right)^2}{\left(\frac{K_{TL}^2}{\delta\lambda_{bL}^2} + \frac{K_{TF}^2}{\delta\lambda_{bF}^2} \right)} \right]^{-1/2} \quad (4.9)$$

avec $\delta\lambda_{bF} = 1.5 \text{ pm}$ et $\delta\lambda_{bL} = 10 \text{ pm}$ les incertitudes sur les positions des longueurs d'onde du FBG et du LPG respectivement, que nous avons déterminée en section 4.1.2.3 page 135. Les résultats obtenus en reprenant les composants étalonnés précédemment sont reportés dans le tableau 4.12.

L'observation du tableau 4.12 donne une estimation de l'incertitude maximale sur les sollicitations mesurées par le capteur à base de réseaux de Bragg LPG/FBG superposés. A partir de ces résultats, nous pouvons estimer qu'en moyenne l'incertitude maximale sur la température déterminée est de $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$ et celle sur la déformation de $3 \text{ }\mu\varepsilon$. L'écriture de ces incertitudes est également possible à l'aide la formulation, plus simple, proposée par Jin *et al.* [139] et présentant des résultats identiques à celle de Brady *et al.* [114] à 0.01°C et $1\mu\varepsilon$ près en moyenne :

$$|\Delta T| \leq \frac{|K_{\varepsilon F}| |\delta\lambda_{bL}| + |K_{\varepsilon L}| |\delta\lambda_{bF}|}{|D|} \quad (4.10)$$

$$|\Delta\varepsilon| \leq \frac{|K_{TF}| |\delta\lambda_{bL}| + |K_{TL}| |\delta\lambda_{bF}|}{|D|} \quad (4.11)$$

Dans les deux cas les incertitudes font intervenir l'erreur commise sur l'estimation de la longueur d'onde de résonance, elles sont donc liées à la chaîne de mesure du capteur, sans prendre en compte les capacités de découplage du transducteur. La mise en comparaison des incertitudes sur les deux sollicitations nous renseigne sur la fiabilité de notre système de mesure comme l'indique le tableau 4.13 ci-dessous [133] :

Structure	Matrice $[K]$	Déterminant D ($pm^2/^\circ C/\mu\varepsilon$)	$ \Delta T $ ($^\circ C$)	$\Delta\varepsilon$ ($\mu\varepsilon$)
<i>Composant 1</i> (1444 – 1533)	$\begin{bmatrix} 59.2 & 0.06 \\ 9.93 & 1.51 \end{bmatrix}$	88.79	0.26	2
<i>Composant 1</i> (1293 – 1533)	$\begin{bmatrix} 45.2 & -0.225 \\ 9.93 & 1.51 \end{bmatrix}$	70.48	0.33	2.4
<i>Composant 1</i> (1213 – 1533)	$\begin{bmatrix} 36.2 & -0.358 \\ 9.93 & 1.51 \end{bmatrix}$	58.22	0.39	2.8
<i>Composant 2</i> (1235 – 1533)	$\begin{bmatrix} 60.3 & -0.147 \\ 13.2 & 1.50 \end{bmatrix}$	92.39	0.25	2.4
<i>Composant 3</i> (1585 – 1566)	$\begin{bmatrix} 48.3 & 0.555 \\ 13.3 & 1.59 \end{bmatrix}$	69.42	0.35	3.1
<i>Composant 4</i> (1290 – 1533)	$\begin{bmatrix} 45.7 & -0.250 \\ 11.6 & 1.21 \end{bmatrix}$	58.20	0.32	3.3
<i>Composant 5</i> (1260 – 1533)	$\begin{bmatrix} 78.7 & -0.274 \\ 13.5 & 1.31 \end{bmatrix}$	106.20	0.19	2.3

TAB. 4.12 – Incertitudes sur les grandeurs mesurées.

L'observation du tableau 4.13 permet de comparer mais aussi de valider les résultats de mesure de notre capteur par rapport aux techniques concurrentes concernant le découplage intrinsèque des sollicitations garantissant la même résolution spatiale (qui est égale à la longueur d'inscription des réseaux superposés).

4.4 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre certains aspects métrologiques du capteur développé. Nous avons décrit le système d'interrogation utilisé. La réponse du composant a été également étudié suivant les deux sollicitations (température et déformation) pour lesquelles nous avons étalonné le LPG et le FBG. Nous avons pu observer que les sensibilités à la température et à

Techniques	Efficacité de découplage E (%)	$ \Delta T $ (°C)	$ \Delta \varepsilon $ ($\mu\varepsilon$)	Référence
LPG seul	35	0.6	42	[108]
FBG tilté ^I	7	0.84	13	[109]
FBG ordres diffractions	4	1.72	17	[114]
LPG ordres diffractions	4	2.08	732	[115]
Superposition FBG/FBG	7	1.25	12	[127]
Superposition FBG/LPG	99	0.3	3	Notre transducteur

TAB. 4.13 – Comparaison entre l’efficacité de découplage et l’incertitude sur la détermination des sollicitations (^Ien supposant $\delta\lambda_b = 1$ pm). Les capteurs sont étalonnés pour une plage de température comprise entre 20°C et 150°C, et pour une plage de déformation comprise entre 0 et 2000 $\mu\varepsilon$.

la déformation étaient trop dépendantes des conditions d’inscription des deux réseaux pour pouvoir être vraiment répétitives. Il est donc nécessaire de faire un étalonnage pour chaque réseau afin de minimiser les erreurs.

Le composant a également été validé suivant les sollicitations croisées. Nous avons montré que celles-ci étaient négligeables en étalonnant le capteur en déformation, et ce pour différentes températures. Les différences obtenues entre les sensibilités étaient de l’ordre de l’erreur sur la mesure. Nous avons aussi montré que la méthode retenue pour la discrimination entre les deux sollicitations concernées présentait une efficacité de découplage supérieure à 99% en moyenne.

Le bilan sur les incertitudes présente tout au long de la chaîne de mesure a mis en évidence une erreur sur l’estimation des positions des résonances de 10 pm et de 1.5 pm pour le LPG et le FBG respectivement. Nous avons également quantifié l’erreur sur les sensibilités aux deux sollicitations qui est de l’ordre de 2% en moyenne pour la sensibilité à la température, tandis que celle à la déformation présente une incertitude de 2% et 3.5% pour le LPG et le FBG respectivement (Tab. 4.14).

	$\delta\lambda_{bL}$ (pm)	$\delta\lambda_{bF}$ (pm)	ΔT (°C)	$\Delta \varepsilon$ ($\mu\varepsilon$)	$ \delta K_T / K_T $ (%)	$ \delta K_\varepsilon / K_\varepsilon $ (%)
valeurs déterminées	10	1.5	0.3	3	2.1	1.9 pour le LPG 3.5 pour le FBG

TAB. 4.14 – Récapitulatif des incertitudes relatives à la validation du capteur.

Nous avons ensuite pu déterminer l’incertitude sur la mesure finale décorrélée de température et de déformation mesurée par le capteur. L’incertitude sur la température

est estimée à 0.3°C tandis que celle sur la déformation est de l'ordre de $3 \mu\epsilon$ (Tab. 4.14) sur une plage de $[25^{\circ}\text{C}, 130^{\circ}\text{C}]$ et $[0, 1800 \mu\epsilon]$.

Chapitre 5

Instrumentation et mesures in situ

Sommaire

5.1	Instrumentation d'une structure métallique	157
5.1.1	Conditionnement du capteur	157
5.1.2	Etalonnage	158
5.1.2.1	Etalonnage en déformation	158
5.1.2.2	Etalonnage en température	159
5.1.3	Sollicitations croisées	161
5.1.4	Découplage des mesures	162
5.2	Validation du capteur pour le suivi de procédés composites	164
5.2.1	Quelques rappels sur l'élaborations des matériaux composites stratifiés fibre/matrice organique	164
5.2.2	Techniques de suivi de procédés d'élaboration de composites	167
5.2.3	Procédés d'élaboration par voie humide	168
5.2.3.1	Procédé LRI (<i>Liquid Resin Infusion</i>)	169
5.2.3.2	Procédé RTM (<i>Resin Transfer Moulding</i>)	169
5.2.4	Suivi de réticulation d'une résine époxy RTM6	170
5.2.5	Suivi du procédé LRI	175
5.2.6	Suivi du procédé VARTM (<i>Vacuum Assisted RTM</i>)	180
5.3	Limites pour l'instrumentation	186
5.4	Conclusion	186

Ce chapitre a pour objet de présenter l'intégration et le conditionnement du transducteur pour une validation en conditions réelles. En effet, les chapitres précédents ont présenté le développement du transducteur à base de réseaux de Bragg superposés LPG/FBG, puis la possibilité de mesure discriminée de température et de déformation d'un tel transducteur dans un milieu que nous pourrions définir comme "de laboratoire", c'est-à-dire que les essais ont été réalisés sur la fibre nue uniquement, sans considérer l'interaction avec un environnement extérieur autre que l'air.

C'est pourquoi nous allons démontrer dans un premier temps la possibilité d'instrumenter par le transducteur à réseaux de Bragg superposés une structure métallique telle que celle pouvant être utilisée pour les infrastructures civiles et publiques. Nous nous sommes pour cela limités à une éprouvette métallique rectangulaire dans laquelle nous avons intégré la fibre optique, avant de réaliser des étalonnages en traction et en température de la structure "fibre + éprouvette" [133]. La validation de la mesure in-situ est ensuite réalisée en découplant et en comparant les deux sollicitations à celles mesurées par un thermocouple et une jauge de déformation (ou bien un extensomètre mécanique).

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'instrumentation, par le capteur, de matériaux composites de type stratifiés fibre/résine époxy pour le suivi du procédé d'élaboration. Pour cela, nous rappelons brièvement les propriétés de ce type de matériau et leurs constituants. Nous décrivons ensuite les principaux procédés d'élaboration généralement rencontrés. Il est connu que de nombreuses sollicitations sont exercées sur le matériau composite au cours de son élaboration et conduisent à l'apparition de défauts dans la pièce finie ayant un impact direct sur ses performances. C'est pourquoi il est nécessaire de suivre de façon optimum l'élaboration de la pièce composite. Les recherches récentes s'orientent vers des techniques de contrôle post-cuisson du type analyse de la viscosité de la résine au cours de sa réticulation (DMTA : *Dynamic Mechanical Thermal Analysis*) pour des résines époxy, polyesters [140] ou phénoliques [141]. D'autres techniques consistent à analyser l'avancement du degré de réticulation de la résine par DSC [142] (*Differential Scanning Calorimetry*) ou encore à l'aide d'ultrasons [143].

Bien que les méthodes de suivi de procédés utilisant des dispositifs diélectriques existent [144] et sont parfois employées, les capteurs à fibre optiques présentent une solution alternative intéressante de part leur faible intrusivité dans le composite (lorsque ceux-ci ne sont pas associés à un thermocouple). Plus particulièrement, les réseaux de Bragg semblent être considérés parmi les plus intéressants pour des mesures in-situ où l'analyse du signal conduit

à la détermination des sollicitations exercées sur le composite, par exemple la température et la déformation, comme étudié par Mulle *et al.* [145] en utilisant deux FBG distribués dont l'un encapsulé n'est sensible qu'à la température. Dans ce contexte, l'intégration du capteur à base de réseaux de Bragg superposés LPG/FBG présente un avantage certain quant au suivi de procédés composites [146]. Dans un premier temps nous avons réalisé l'intégration du capteur dans une résine époxy afin de suivre l'avancement de sa réticulation. Nous présentons dans cette partie les résultats du découplage de la température et de la déformation afin de valider l'utilisation des réseaux de Bragg superposés pour le suivi de cuisson d'une résine de type époxy.

L'intégration dans un composite verre/époxy est ensuite réalisée pour le suivi du procédé de fabrication d'infusion de résine LRI (*Liquid Resin Infusion*), et enfin nous terminons ce chapitre par le suivi de procédé de fabrication RTM (*Resin Transfert Moulding*) utilisé pour élaborer un composite verre/époxy.

5.1 Instrumentation d'une structure métallique

5.1.1 Conditionnement du capteur

Le capteur à réseaux de Bragg superposés est intégré dans une pièce métallique en A60 étiré plat qui présente une rainure centrale dans laquelle est placée le capteur. La pièce est parallépipédique de section 10 mm x 4 mm avec une longueur de 150 mm tandis que la section de la rainure est carrée de dimensions 1 mm². La figure 5.1 (a) présente la photographie de l'éprouvette métallique utilisée. Pour éviter les risques de cassure aux extrémités, la fibre est protégée par une gaine tube en élastomère fluoré PTFE (*Polytetrafluoroéthylène*) (Fig. 5.1(b)). La figure 5.1 (c) présente également le dos de l'éprouvette sur lequel est collée une jauge de déformation résistive.

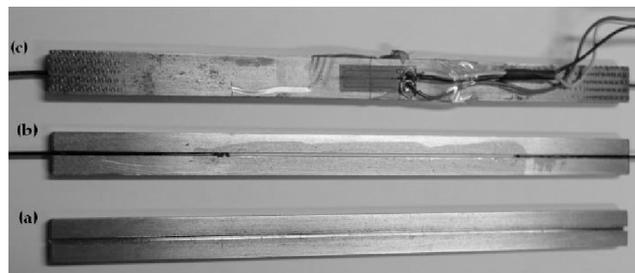


FIG. 5.1 – Photographies de l'éprouvette métallique (a), avec le capteur intégré (b) et la jauge de déformation (c).

La fibre est maintenue droite dans la rainure qui est ensuite remplie de résine. Plusieurs types de résines ont été testés, que ce soit des résines qui polymérisent à l'UV ou bien des résines epoxy. Les résines UV présentent l'avantage d'un indice éloigné de celui de la fibre optique, ainsi il n'y aura pas de variations de la sensibilité à l'indice de réfraction du LPG. Il suffit de remplir la rainure, puis de placer l'éprouvette sous une lampe Ultra-violette, le conditionnement est donc très rapide. Les résines de type époxy nécessitent quant à elles un temps de cuisson relativement long pour pouvoir réticuler. L'avantage de ce type de résine réside dans le maintien et le transfert des déformations à des températures plus élevées que celles UV par exemple.

5.1.2 Etalonnage

Un étalonnage suivant les deux sollicitations est nécessaire afin de valider la réponse du composant intégré.

5.1.2.1 Etalonnage en déformation

L'éprouvette métallique dans laquelle est intégrée le transducteur FBG/LPG (à l'aide d'une résine époxyde X280 de chez HBM), est placée dans une machine de traction électromécanique *Instron 5800* de l'ICA-A (Fig. 5.2). Les deux extrémités de l'éprouvette sont placées dans les mords en prenant garde de ne pas casser la fibre optique. La gaine protectrice permet de réduire les risques d'endommagement lors d'un éventuel serrage excessif des mords. La déformation est mesurée par un extensomètre mécanique placé perpendiculairement à l'éprouvette et à la même hauteur que celle des réseaux superposés (Fig. 5.2). L'utilisation ici d'un extensomètre mécanique à la place d'une jauge électrique présente l'avantage d'une plus grande facilité de mise en place. Il est de plus relié directement à la machine de traction facilitant par conséquent la mesure. L'étirement est réalisé en imposant un déplacement à la traverse supérieure de la machine (l'autre reste fixe). Le déplacement est appliqué avec un pas correspondant environ à $500 \mu\epsilon$ mesuré par l'extensomètre.

Les résultats de l'étalonnage en déformation de la structure métallique sont reportés sur la figure 5.3(b) faisant apparaître les sensibilités des deux réseaux de Bragg. A titre comparatif, les sensibilités des réseaux avant l'intégration dans l'éprouvette sont indiqués sur la figure 5.3(a).

L'observation de la figure 5.3 montre que l'on obtient des résultats identiques pour les sensibilités à la déformation de chaque réseaux, aux incertitudes de mesure près (répertoriées au chapitre 4), soit $1.18 \text{ pm}/\mu\epsilon$ pour le FBG et $-0.2 \text{ pm}/\mu\epsilon$ pour le LPG.

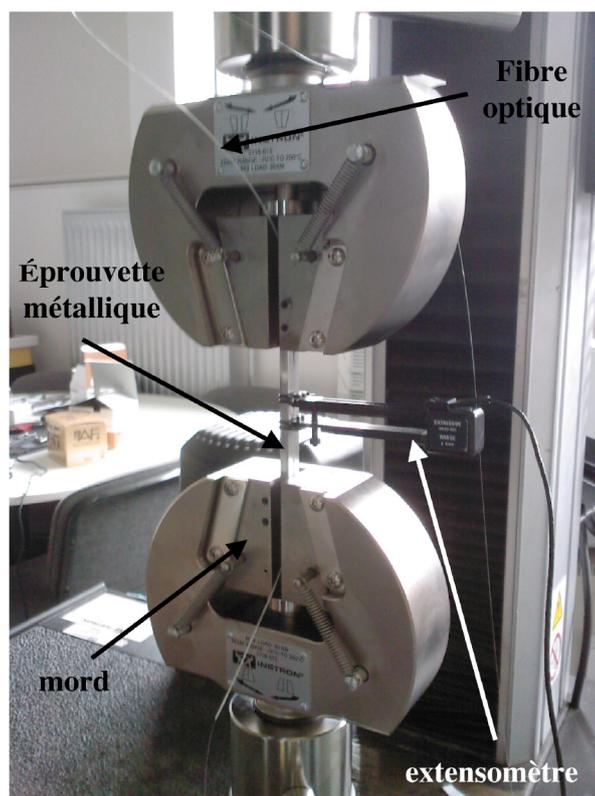


FIG. 5.2 – Photographie de l'étalonnage en traction du capteur intégré dans une éprouvette métallique.

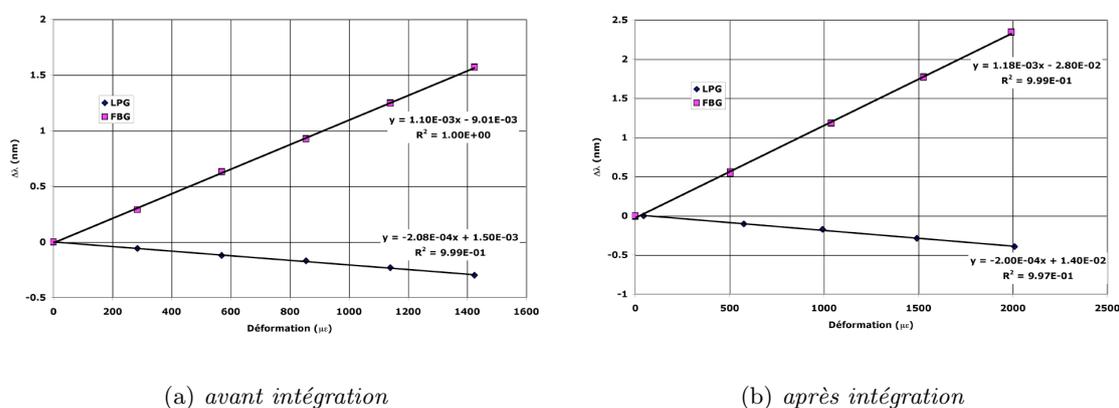


FIG. 5.3 – Etalonnage en déformation d'un composant LPG/FBG superposés avant et après intégration dans une éprouvette métallique à l'aide d'une résine époxy X280 de chez HBM.

5.1.2.2 Etalonnage en température

La structure éprouvette métallique + fibre est placée dans une étuve pour réaliser l'étalonnage en température. La fibre est connectée au système d'interrogation, et la température est relevée par un thermocouple collé sur l'éprouvette à proximité des réseaux.

L'acquisition du spectre transmis est réalisée lorsque le palier de température est atteint. La figure 5.4 illustre l'étalonnage en température du transducteur et présente la comparaison entre l'étalonnage réalisé avant l'intégration du composant (Fig. 5.4(a)) et après l'intégration dans la structure métallique (Fig. 5.4(b)).

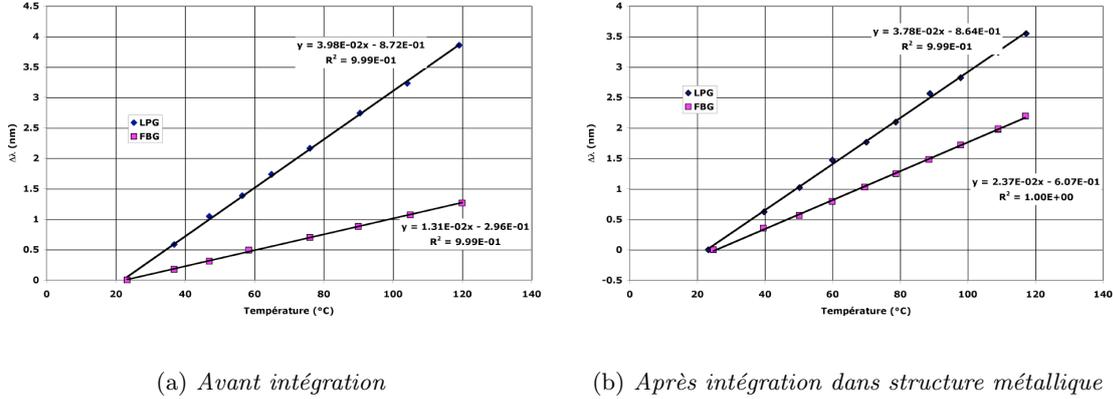


FIG. 5.4 – Etalonnage en température d'un transducteur LPG/FBG superposés avant et après intégration dans une éprouvette métallique à l'aide d'une résine époxyde X280 de chez HBM.

La comparaison des sensibilités issues des quatre courbes (Fig. 5.4(a) et 5.4(b)) met en évidence l'augmentation de la sensibilité à la température du FBG de l'ordre de deux fois ($K_{TF} = 13.1 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ à $K_{TF} = 23.7 \text{ pm}/^\circ\text{C}$), tandis que celle du LPG est passée de $K_{TL} = 39.8 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ à $K_{TL} = 37.8 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. En effet, en présence du matériau dans lequel est intégré le transducteur LPG/FBG, la sollicitation est non seulement thermique (ΔT) mais présente également une contribution d'une déformation mécanique d'origine thermique imposée au transducteur qui peut s'écrire sous la forme :

$$\varepsilon_T = (\alpha_{mat} - \alpha_{fo})\Delta T \quad (5.1)$$

avec α_{mat} le coefficient de dilatation du matériau entourant la fibre et α_{fo} celui de la fibre optique. Les sensibilités à la température mesurées sur la figure 5.4(b) correspondent donc à un K_T^* qui s'écrit :

$$K_T^* = K_T + K_\varepsilon(\alpha_{mat} - \alpha_{fo}) \quad (5.2)$$

En considérant les sensibilités à la déformation obtenues par l'étalonnage en déformation (figure 5.3) ainsi que les sensibilités en température des deux réseaux avant l'intégration dans la structure (Fig. 5.4(a)), nous pouvons facilement déduire le coefficient de dilatation moyen

du matériau utilisé :

$$\alpha_{mat} = \frac{K_T^* - K_T}{K_\varepsilon} + \alpha_{fo} \quad (5.3)$$

Cela donne pour le LPG $\alpha_{mat} = 10.6 \mu\varepsilon/^\circ C$ et $\alpha_{mat} = 9.6 \mu\varepsilon/^\circ C$ pour le FBG ($\alpha_{fo} = 0.55 \mu\varepsilon/^\circ C$). La différence de l'ordre du $\mu\varepsilon/^\circ C$ peut être due aux incertitudes de mesure des sensibilités, notamment sur la sensibilité en déformation du LPG dont l'erreur relative (du fait de la faible valeur de K_ε) est probablement importante. L'éprouvette métallique présente donc un coefficient de dilatation moyen de $10 \mu\varepsilon/^\circ C$, ce qui est un résultat cohérent en considérant que le matériau de l'éprouvette est un acier ($\alpha_{acier} = 12 \mu\varepsilon/^\circ C$) et que la fibre est noyée dans une résine époxy.

5.1.3 Sollicitations croisées

Afin de valider notre capteur dans la structure métallique il est nécessaire de caractériser les sollicitations croisées, c'est-à-dire de vérifier que l'effet simultané de la température et de la déformation n'engendre pas de modifications dans les sensibilités mesurées. Le procédé est identique à celui que nous avons vu en section 4.2.3.

Comme précédemment, pour appliquer une déformation à l'éprouvette, celle-ci est placée dans les mors de la machine de traction *Instron*. Par contre, il n'est techniquement pas possible de placer la machine dans une étuve. C'est pourquoi l'alternative choisie fut de placer l'éprouvette dans une ceinture chauffante (voir figure 5.5). Cette dernière repose sur les mors au travers d'une couche protectrice d'isolant résistante à la chaleur.

Cependant, la ceinture chauffante empêche l'utilisation de l'extensomètre pour la mesure de la déformation, il est donc nécessaire de coller au dos de l'éprouvette une jauge de déformation reliée à un pont de Wheatstone. Notons qu'il faut absolument tenir compte de la température pour la valeur de la déformation mesurée par la jauge. La compensation en température est faite en utilisant les données techniques fournies par le constructeur.

La déformation est mesurée pour les deux réseaux à différents paliers de température. Les résultats sur les sensibilités ainsi mesurées montrent des droites parallèles entre elles (voir figure 5.6).

Au regard des résultats présentés sur la figure 5.6 nous pouvons considérer les effets des sollicitations croisées comme négligeables : les différences observées sont de l'ordre de l'incertitude de mesure.

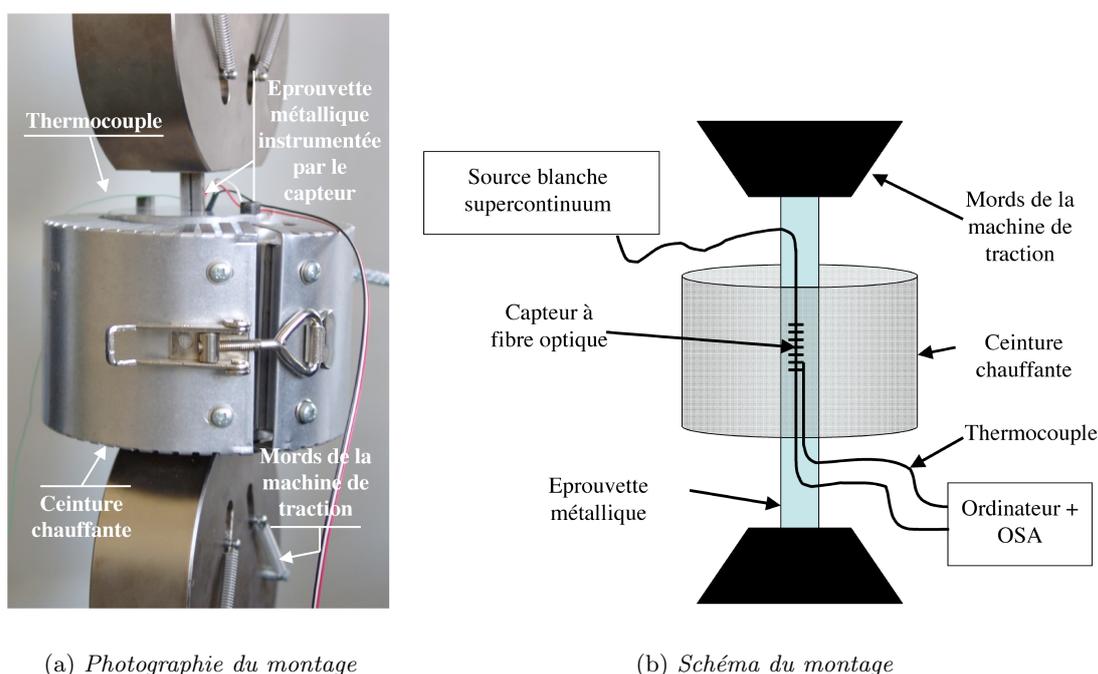


FIG. 5.5 – Montage pour la mesure des sollicitations croisées du capteur intégré dans l'éprouvette métallique.

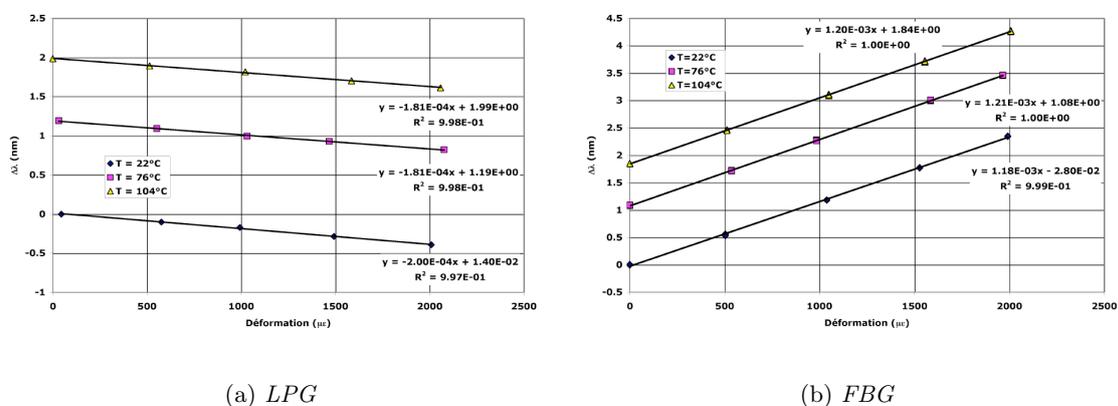


FIG. 5.6 – Etalonnage suivant les sollicitations croisées du capteur intégré à une structure métallique.

5.1.4 Découplage des mesures

En utilisant le protocole expérimental précédent (Fig. 5.5), nous pouvons à présent valider la mesure par notre capteur intégré à cette structure métallique en appliquant une déformation en même temps qu'une variation de température et en comparant avec les valeurs obtenues par le capteur. La matrice des sensibilités du composant issue de l'étalonnage

est la suivante :

$$[K] = \begin{bmatrix} 39.2 & 22.6 \\ -0.211 & 1.21 \end{bmatrix} \quad (5.4)$$

Les résultats du découplage sont reportés sur la figure 5.7 qui représente la température et la déformation appliquées à la structure et celles mesurées par le capteur [133]. Pour une plus grande lisibilité des résultats, une seconde figure présentant pour chaque mesure la différence obtenue en température (sur l'axe de gauche) et en déformation (axe de droite) entre la valeur mesurée et la valeur appliquée, est incrustée dans la figure 5.7. Ces résultats indiquent une différence de -0.45°C au maximum pour une erreur sur la déformation de $3 \mu\epsilon$.

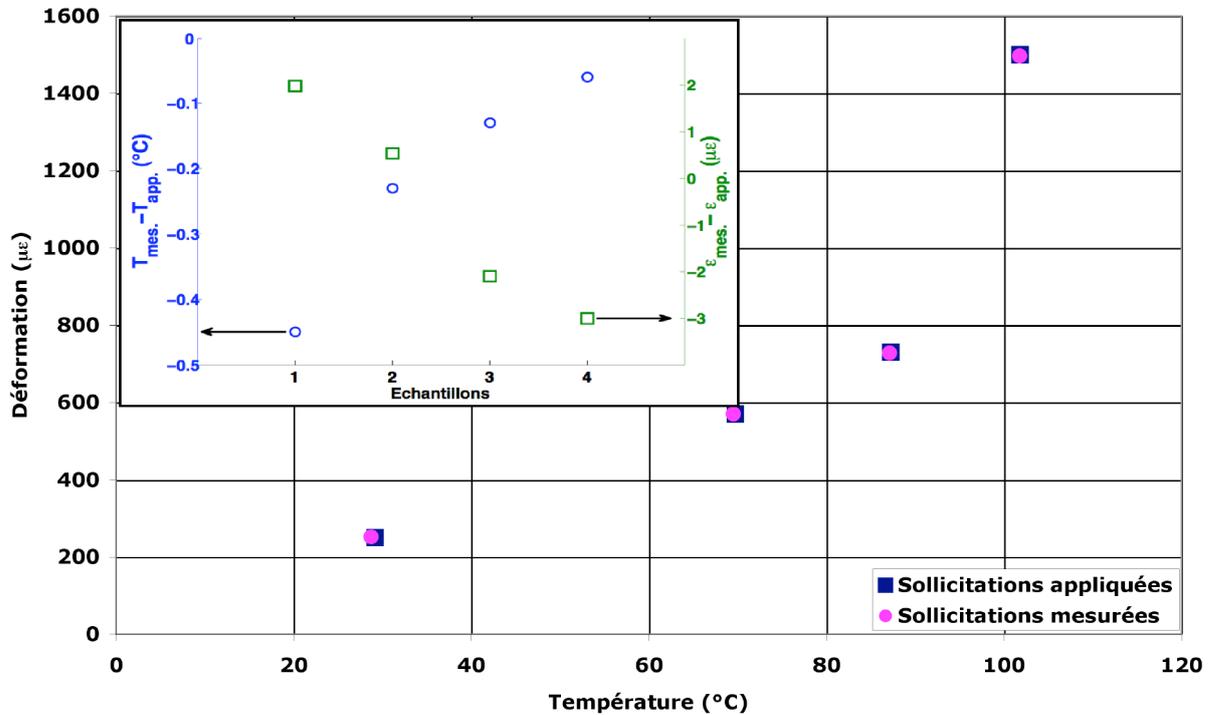


FIG. 5.7 – Découplage température-déformation du capteur intégré à une structure métallique. La figure incrustée représente la différence entre la sollicitation mesurée par le capteur et celle appliquée.

Les valeurs numériques de la figure 5.7 sont reportées dans le tableau 5.1, avec T_{TC} et ϵ_{jauge} les valeurs de température et de déformation mesurées avec un thermocouple et une jauge de déformation.

Ces résultats montrent une très bonne discrimination des deux sollicitations. Le capteur développé à base de réseaux de Bragg superposés de courte et longue période paraît donc

Echantillon	T_{TC} (°C)	ε_{jauge} ($\mu\epsilon$)	$\Delta\lambda_{bL}$ (nm)	$\Delta\lambda_{bF}$ (nm)	$T_{mes.}$ (°C)	$\varepsilon_{mes.}$ ($\mu\epsilon$)
1	29.2	250	0.21	0.457	28.74	252.2
2	69.7	570	1.72	1.798	69.49	571.5
3	87.2	730	2.37	2.401	87.09	727.9
4	101.8	1500	2.79	3.656	101.75	1497

TAB. 5.1 – Détermination de la température et de la déformation dans l'éprouvette métallique ($T_{mes.}$ et $\varepsilon_{mes.}$) et comparaison avec celles appliquées (T_{TC} et ε_{jauge}).

être un bon moyen de mesure in-situ de la température et de la déformation. Son intégration dans une structure métallique est possible et conduit à une mesure correcte des sollicitations thermiques et mécaniques exercées sur cette structure.

5.2 Validation du capteur pour le suivi de procédés composites

Nous décrivons ici l'intégration du capteur à réseaux de Bragg LPG/FBG superposés dans des pièces composites lors de leur mise en oeuvre. Une première partie donnera quelques rappels sur l'élaboration des composites stratifiés en question. Nous présentons ensuite les travaux réalisés sur le suivi de procédés composites à l'aide du capteur développé.

5.2.1 Quelques rappels sur l'élaborations des matériaux composites stratifiés fibre/matrice organique

Un matériau composite de ce type est composé de fibres (verre, carbone) liées par une résine thermodurcissable (époxy). Les fibres constituent le renfort tandis que la résine est appelée matrice. Afin d'élaborer la pièce composite, ces deux constituants vont subir simultanément un cycle de température spécifique conduisant au durcissement (réticulation) de la résine. Nous invitons le lecteur intéressé par les propriétés des composites ou par ses constituants à se reporter respectivement à l'annexe B.

Un cycle standard d'élaboration d'un composite comprend une montée en température suivi d'un palier de cuisson puis d'un refroidissement. Chacune de ces étapes est spécifique à une résine donnée; leur durée ainsi que la température fixée jouent un rôle important dans l'avancement du processus de réticulation de la résine. Les phénomènes ayant lieu au cours de la réticulation peuvent être illustrés par un diagramme TTT (*Temps Température Transformation*) développé initialement par Gillham *et al.* [147].

L'observation de la figure 5.8 permet de mettre en évidence que l'avancement du processus de réticulation d'une résine thermodurcissable se réalise généralement en deux étapes : la

gélification et la vitrification, traduisant ainsi le passage de la résine d'un état initial liquide à gel puis d'un état gel à vitreux. Ce type de représentation permet d'estimer le temps de réaction nécessaire pour une température donnée, mais il permet aussi de déduire que le choix de la température de cuisson en rapport aux températures de transition vitreuse T_g aura une forte influence sur les caractéristiques thermiques et mécaniques de la résine.

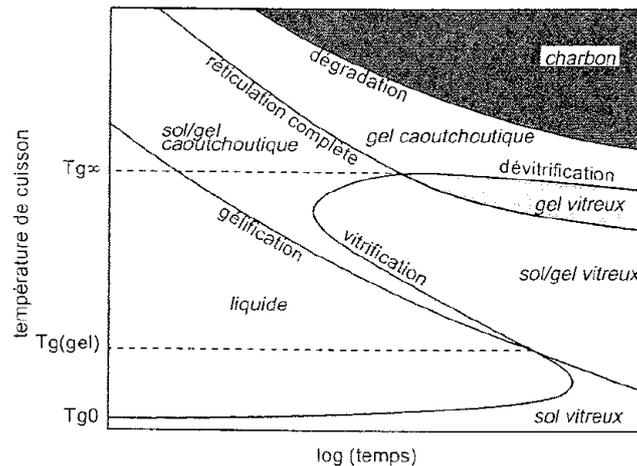


FIG. 5.8 – Diagramme TTT *Température Temps Transformation* (d'après [147]).

Le processus de réticulation reste complexe car il met en jeu [148, 149] :

- des contraintes mécaniques exercées par l'outillage,
- des contraintes chimiques dues à la contraction de la résine durant sa réticulation,
- des contraintes d'origine thermique exercées par la dilatation des matériaux,
- des apports d'énergie (température) d'origine chimique associée à la réaction de réticulation de la résine (exothermie).

Lors de la mise en oeuvre, il s'agit :

- d'optimiser le taux de conversion,
- de minimiser les porosités qui favorisent les fissures, ...

Au cours du procédé de fabrication d'une pièce composite, des contraintes résiduelles peuvent donc apparaître. A l'origine des problèmes de délaminage, elles conduisent à des performances plus faibles du matériau, mais aussi à un état de surface non plan, ou encore à des fissures voir même un effritement du matériau. Les contraintes résiduelles peuvent apparaître en raison de la différence entre les coefficients de dilatation thermique de la résine et des fibres du renfort. Lors de l'étape de refroidissement la pièce va se contracter, mais la contraction de la résine sera en général beaucoup plus importante que celle des fibres ; les forces ainsi mises en jeu vont conduire à la formation de contraintes résiduelles [150]. En considérant que la pièce présente une dimension finie et que le refroidissement est réalisé avec

le moule, Favre *et al.* [151] montrent que les contraintes résiduelles tendent à comprimer les fibres, tandis que dans la matrice elles ont plutôt tendance à l'étirer (voir figure 5.9).

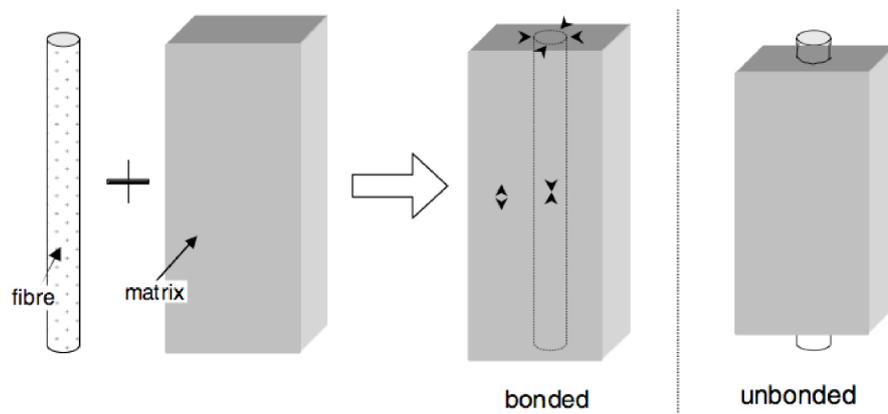


FIG. 5.9 – Représentation des contraintes résiduelles lors du refroidissement dans l’outillage (d’après [151]).

Les contraintes résiduelles peuvent également être formées par la différence des coefficients de dilatation thermique transverses et longitudinaux de chaque pli [150]. Les pièces fabriquées vont alors présenter des courbures provoquant des phénomènes de fléchissement (*shrinkage*).

Enfin les contraintes résiduelles apparaissent lors de la réalisation de composites plus épais où la présence d’un gradient thermique suivant les conditions de cuisson (et de refroidissement) dans l’épaisseur de la pièce composite peut apparaître [152]. De façon générale, les composites épais présentent une vitesse de refroidissement plus faible aux plis centraux qu’aux plis en surface. Ce phénomène va conduire à une différence de contraintes internes entre le bord et le centre du composite (voir figure 5.10).

Bien que les étapes du processus d’élaboration d’une pièce composite soient connues, on ne peut prédire exactement les propriétés finales du matériau en raison de phénomènes exothermiques et de retrait chimique qui apparaissent au cours de la cuisson, et qui conduisent à la formation des contraintes résiduelles dans le matériau. La qualité de la pièce composite réalisée va donc dépendre fortement du procédé de fabrication. Afin d’éviter la présence des contraintes résiduelles trop importantes, il est nécessaire de s’assurer d’une évolution de la réticulation la plus homogène possible qui pourrait amener dans le cas contraire à l’apparition de pics d’exothermie ou de gradients thermiques augmentant par voie de conséquence les contraintes résiduelles. Il est donc important de connaître l’évolution de la réaction en mesurant certains paramètres comme la température, la déformation, la pression, sans pour autant être intrusif, afin de ne pas générer de plus importantes contraintes résiduelles.

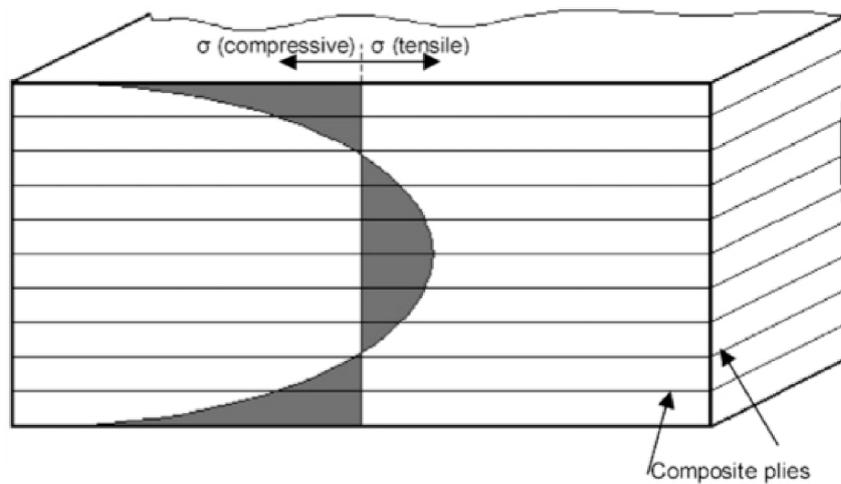


FIG. 5.10 – Distribution des contraintes résiduelles dans l'épaisseur d'une pièce composite (d'après [153]).

Ainsi la possibilité de mesure en temps réel du procédé d'élaboration d'une pièce composite permettrait d'agir directement sur le procédé afin de contrôler (en temps réel) la cuisson du composite. C'est dans ce contexte qu'une instrumentation in-situ paraît être une solution efficace pour répondre à ce besoin d'informations lors du procédé de fabrication de composites.

5.2.2 Techniques de suivi de procédés d'élaboration de composites

Le suivi de procédé en température et déformation est nécessaire afin de permettre une certaine optimisation de la qualité des pièces élaborées. Les études actuelles ont pour objectif d'améliorer le contrôle du procédé et portent entre autre sur l'évaluation de la durabilité du composite et sa tolérance à l'endommagement [60] mais aussi sur la caractérisation des contraintes résiduelles mises en jeu durant le procédé [154] et qui présentent un obstacle important par rapport aux variations inévitables des propriétés mécaniques du composite induites lors du procédé.

Au cours de ces dernières années de nombreuses techniques ont été développées et utilisées pour suivre l'avancement des procédés d'élaboration de composites. Parmi les techniques les plus couramment employées, figure celles connues sous le nom de DSC et DMTA. La méthode DSC (*Differential Scanning Calorimetry*) est basée sur l'analyse de l'avancement du degré de réticulation de la résine en mesurant le flux de chaleur en fonction de la température [155], tandis que la méthode DMTA (*Dynamic Mechanical Thermal Analysis*) analyse la viscosité

de la résine au cours de la réticulation [156]. Cependant bien que ces techniques soient très répandues elles ne permettent pas en général un suivi de l'avancement de la cuisson au cours de l'élaboration. C'est pourquoi des recherches plus récentes s'orientent vers l'utilisation de capteurs à fibres optiques. Ces études portent généralement sur le développement de FBG couplés à un capteur diélectrique [157, 158], à un thermocouple [154, 159] ou encore à un interféromètre de type Fabry-Pérot [160] et Fresnel [161] qui mesure les variations de l'indice de réfraction de la résine au cours de la cuisson, ou encore par interférométrie speckle couplée à un FBG pour remonter aux déformations résiduelles [162]. Un FBG seul peut également être utilisé pour déterminer la phase de vitrification, il ne permet pas cependant de remonter aux déformations résiduelles (ni à la température) exercées lors du procédé [163] ; ce qui reste cependant possible si le FBG est utilisé avec une méthode OLCR (*Optical Low Coherence*) [164].

Bien que ces méthodes soient intéressantes, elles présentent soit un caractère intrusif comme l'illustre la figure 5.11, soit des difficultés de mise en place et de mesures localisées spatialement.

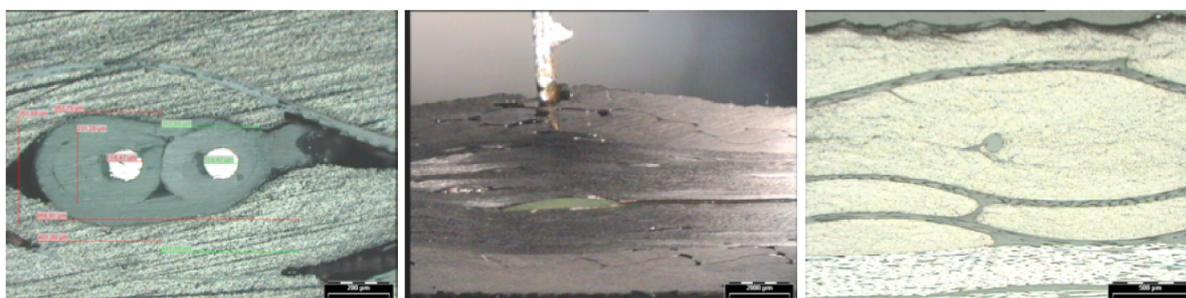


FIG. 5.11 – Intégration de différents capteurs dans un matériau composite : micro-thermocouple (gauche), jauge de déformation (centre) et fibre optique (droite) (d'après [136]).

Dans ce contexte l'intégration d'un capteur à base de réseaux de Bragg superposés LPG/FBG dans le composite lors de son élaboration peut présenter un avantage en termes d'intrusivité et de mesures localisées.

5.2.3 Procédés d'élaboration par voie humide

Les procédés d'élaboration consistent à imprégner les fibres de renfort par la matrice (résine) puis à faire réticuler cette dernière. Ils sont généralement classés en deux catégories :

- les procédés par voie humide dans lesquels la résine liquide est introduite dans des préformes sèches (renforts),
- les procédés par voie sèche, dans lesquels la pièce est élaborée à partir de préimprégnés (plis de fibres déjà imprégnés de résine) qui sont compactés puis mis sous vide et cuit

en étuve ou, pour les pièces composites structurales aéronautiques, cuit en autoclave (pression = 10 bars) [165].

Nous détaillerons ici les procédés par voie humide que nous avons pu instrumenter par la suite.

5.2.3.1 Procédé LRI (*Liquid Resin Infusion*)

Le procédé d'élaboration par infusion de résine (LRI) consiste à imprégner le renfort sec par la résine liquide sous l'action du vide. L'empilement est constitué des fibres préformées auquel vient s'ajouter un tissu drainant qui va permettre une infusion homogène de la résine. L'aspiration du vide va provoquer l'injection de la résine dans le tissu drainant dans un premier temps, puis son infusion dans les renforts (voir Figure 5.12). Le contre-moule présent sur la figure 5.12 est facultatif puisque la pression est exercée par la membrane déformable soumise au vide. Afin d'obtenir un bon état de surface on peut également placer un tissu d'arrachage sur les faces inférieures et supérieures. Ce procédé présente de nombreux avantages comme, par exemple, la possibilité d'élaborer des pièces de tailles importantes mais également d'épaisseurs plus grandes et un bon taux volumique de renfort [136]. Par contre, il ne permet pas un contrôle efficace et répétable de l'épaisseur de la pièce élaborée.

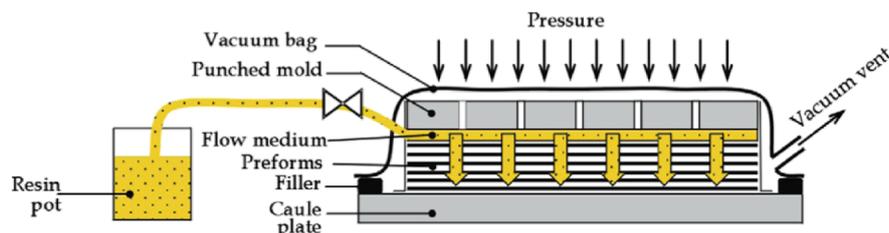


FIG. 5.12 – Principe du procédé d'élaboration de composite par LRI (d'après [166]).

5.2.3.2 Procédé RTM (*Resin Transfer Moulding*)

Le procédé de moulage par transfert de résine consiste à injecter la résine sous basse pression (entre 1 et 4 bars [167]) dans un moule rigide fermé au préalable qui contient la préforme plus ou moins compactée. Les points d'injection de la résine peuvent se situer sur le dessus du moule ou encore sur les côtés (voir figure 5.13), le vide peut également être exercé dans le moule ; on parle alors de procédé VARTM pour *Vacuum Assisted RTM*.

Ce procédé permet d'obtenir un bon compactage et une bonne reproductibilité des pièces réalisées. Cependant la réalisation de grandes pièces pose le problème d'homogénéité du remplissage du moule et du mouillage des fibres. On parle également de procédé RIFT (*Resin*

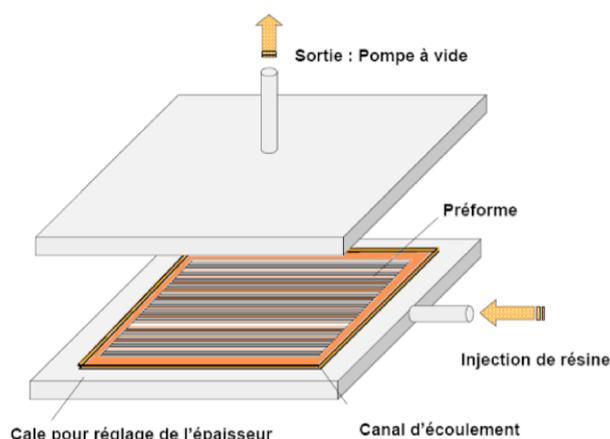


FIG. 5.13 – Principe d'élaboration de composites par RTM (d'après [136]).

Infusion under Flexible Tooling) lorsque le dessus du moule est remplacé par une membrane flexible [168]. Enfin, le taux volumique de renfort n'est pas toujours optimum.

5.2.4 Suivi de réticulation d'une résine époxy RTM6

Il est reconnu que les propriétés physiques d'une résine dépendent de sa composition [169], de la durée de cuisson [170] mais aussi des conditions de réticulation [171]. C'est pourquoi il nous a paru nécessaire de suivre l'avancement de la réticulation de la résine utilisée pour les procédés étudiés afin d'estimer au mieux ses propriétés, et par voie de conséquence celles du matériau composite [146, 172]. Nous avons donc dans un premier temps réalisé un suivi de réticulation de résine époxyde (HexFlow[®] RTM6 de chez Hexcel). Cette résine présente deux intérêts majeurs : elle est couramment utilisée pour l'élaboration de composites aéronautiques ; et son indice de réfraction est très supérieur à celui de la fibre optique. En effet Aduriz *et al.* [173] ont montré que l'indice de réfraction de la RTM6 varie entre 1.54 et 1.58 au cours d'un cycle de réticulation. Les travaux de Khaliq *et al.* [174] nous permettent de conclure que cette variation figure dans une plage d'indice pour laquelle la variation de la sensibilité du LPG est négligeable.

Le transducteur à réseaux FBG/LPG gravé sur la fibre optique est placée dans un moule en silicone qui le traverse de part en part. Au niveau des bords du moule, une gaine en PTFE vient protéger la fibre optique des risques de cassure. La fibre optique est maintenue droite et les extrémités de la gaine protectrice sont bouchées par du mastic résistant à la température, afin d'éviter tout écoulement de la résine hors du moule. Enfin, un thermocouple dont le diamètre des fils est de $110 \mu\text{m}$ est positionné à côté des réseaux et à la même hauteur avant de faire couler la résine dans le moule. Comme toute résine thermodurcissable pré-mélangée,

celle que nous avons utilisé est conservée à froid (-20°C), il est donc nécessaire d'attendre que sa viscosité diminue suffisamment pour pouvoir être utilisée (4 à 5 heures à température ambiante). La figure 5.14 illustre le montage du suivi de réticulation considéré dans un moule cylindrique de diamètre 6 cm.

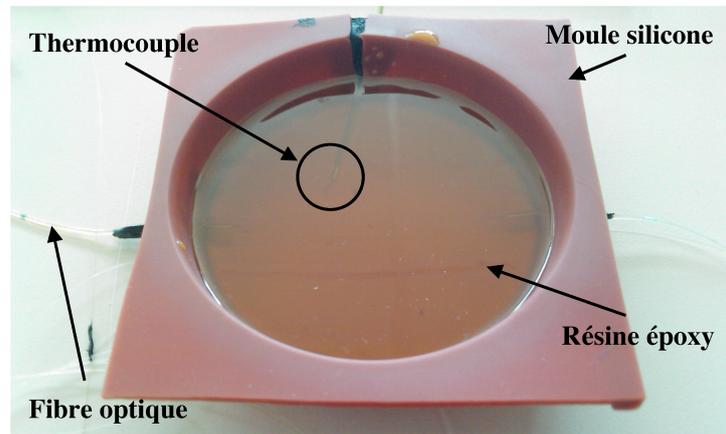


FIG. 5.14 – Suivi de réticulation de résine époxyde à l'aide d'un transducteur FBG/LPG superposés dans un moule cylindrique ($\phi = 6$ cm).

Une fois la résine dans le moule, le tout est placé dans une étuve dont la consigne en température est mise à 130°C avec une rampe de $2^{\circ}\text{C}/\text{min}$. L'acquisition des spectres en transmission des deux réseaux peut donc commencer avec une fréquence d'acquisition d'une minute pour une durée totale d'environ 10 heures. En fin de cuisson la résine est complètement réticulée et peut être démoulée. Durant la réticulation la résine est passée d'un état liquide, à gel puis à solide faisant ainsi apparaître des déformations résiduelles [145]. Le principe est donc de suivre la réticulation de la résine en mesurant les longueurs d'ondes de Bragg des réseaux et la température (thermocouple), puis de découpler la température de la déformation afin de retrouver les deux sollicitations exercées sur le capteur au cours du procédé [172]. La mesure de la température avec le thermocouple est uniquement utilisée pour comparer et valider les résultats.

Le suivi de la cuisson en température et en longueur d'onde est reporté sur la figure 5.15. Celle-ci peut être découpée en trois étapes : la montée en température ①, la réticulation de la résine (plateau de cuisson) ② et le refroidissement ③.

Lors de la première étape l'augmentation en température est réalisée de 30°C à 130°C avec une pente de montée d'environ $2^{\circ}\text{C}/\text{min}$. La résine peut être considérée ici comme étant liquide, elle n'applique donc pas de déformation mécanique sur le capteur ($\varepsilon = 0$). Les variations en longueur d'ondes des réseaux de Bragg sont donc seulement dépendant de la température, ce qui revient à réaliser un étalonnage en température du capteur dans son

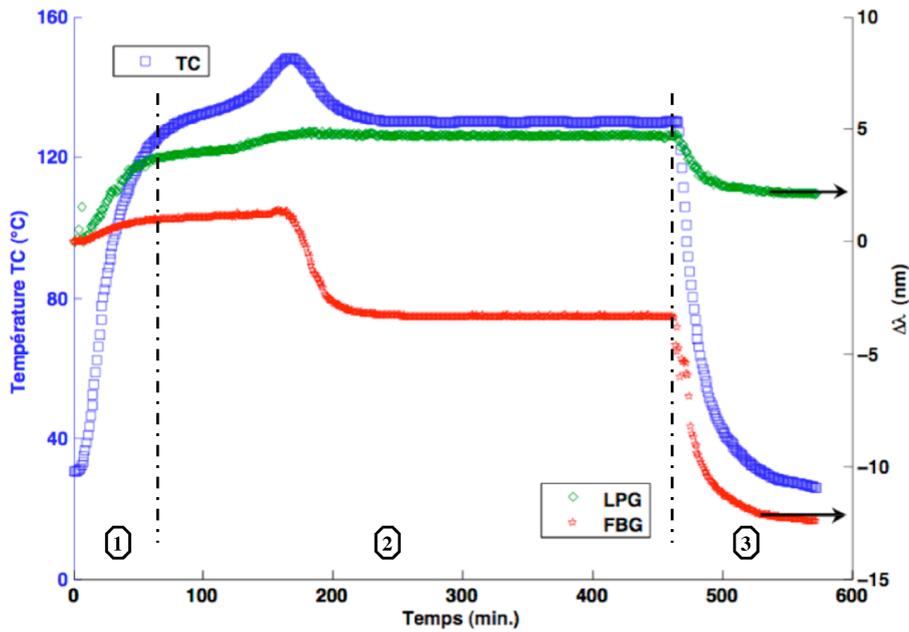


FIG. 5.15 – Suivi de la température mesurée par thermocouple (à gauche) et des variations en longueurs d'ondes du LPG et du FBG (à droite) pendant la réticulation d'une résine époxy RTM6.

environnement (ce qui a été vérifié par rapport aux étalonnages dans l'air) :

$$\Delta\lambda_b = K_T\Delta T \quad (5.5)$$

Pendant la phase de réticulation de la résine (étape 2), on peut observer sur la figure 5.15 deux phases distinctes. La première correspond à un pic de température qui est dû à une réaction exothermique importante des composants de la résine tandis que la seconde peut être considérée comme isotherme à 130°C. Généralement, le pic d'exothermie n'apparaît pas ou est beaucoup moins marqué car pour un composite la réticulation n'a pas lieu en masse (il y a beaucoup moins de résine puisqu'il y a environ 60% de renfort) et l'outillage métallique permet le transfert de chaleur donc la réticulation de la résine est réalisée à température constante. Dans notre cas, cette exothermie conduit à une impossibilité de découpler la température de la déformation. En effet, la variation de la longueur d'onde des réseaux soumis à une variation de température et une déformation est décrite par l'équation (3.1) de la page 83 et rappelée ci-dessous :

$$\Delta\lambda_b = K_T\Delta T + K_\varepsilon\varepsilon$$

Pendant le pic d'exothermie $\Delta T \neq 0$ et $\varepsilon \neq 0$, il est théoriquement impossible de découpler

les deux sollicitations car la sensibilité à la température K_T évolue. En effet la résine époxy passe d'un état liquide à un état de gel puis à un état solide durant cette phase, le matériau est donc soumis à un changement d'état au cours du temps. Cela dit, la déformation appliquée ici est la somme d'une déformation d'origine thermique et d'une d'origine mécanique. L'observation de la figure 5.15 montre une contraction (d'origine chimique) du matériau à cet instant, observable par un déplacement en longueur d'onde positif pour le LPG et négatif pour le FBG. La phase suivant directement l'exothermie, présente une isotherme et par conséquent la variation des longueurs d'onde de Bragg va être uniquement dépendant de la déformation d'origine mécanique (ε_{meca}), même si la sensibilité thermique n'est pas connue :

$$\Delta\lambda_b = K_\varepsilon \varepsilon_{meca} \quad (5.6)$$

La cuisson se termine par un refroidissement, le matériau étant considéré réticulé, rigide et stable, conduisant à une variation des longueurs d'onde de Bragg telle que :

$$\Delta\lambda_b = K_T \Delta T + K_\varepsilon \varepsilon_{totale} \quad (5.7)$$

$$= K_T \Delta T + K_\varepsilon (\varepsilon_{th} + \varepsilon_{meca}) \quad (5.8)$$

$$= K_T \Delta T + K_\varepsilon (\alpha^* \Delta T + \varepsilon_{meca})$$

$$= K_T \Delta T + K_\varepsilon ((\alpha_{mat} - \alpha_{fo}) \Delta T + \varepsilon_{meca}) \quad (5.9)$$

soit en considérant la sensibilité à la température apparente $K_T^* = K_T + K_\varepsilon (\alpha_{mat} - \alpha_{fo})$:

$$\Delta\lambda_b = K_T^* \Delta T + K_\varepsilon \varepsilon_{meca} \quad (5.10)$$

Le terme additionnel dans l'expression de la sensibilité thermique apparente va induire une augmentation de la sensibilité à la température pour le FBG ($K_\varepsilon > 0$) mais une diminution pour le LPG puisque K_ε est négatif. Lors du refroidissement, le moule étant bien plus souple que la résine réticulée, il n'y a pas de déformation mécanique imposée ($\varepsilon_{meca} = 0$).

Il est possible de discriminer les deux sollicitations T et ε_{totale} (sachant que l'équation (5.7) est toujours vraie) à l'aide des variations en longueur d'onde des deux réseaux de Bragg présentées sur la figure 5.15 et de la matrice des sensibilités définie lors de l'étalonnage :

- pour la température : $K_{TL} = 39.3 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ et $K_{TF} = 9.75 \text{ pm}/^\circ\text{C}$
- pour la déformation : $K_{\varepsilon L} = -0.217 \text{ pm}/\mu\varepsilon$ et $K_{\varepsilon F} = 1.18 \text{ pm}/\mu\varepsilon$

avec K_{TL} et K_{TF} respectivement la sensibilité à la température du LPG et du FBG, $K_{\varepsilon L}$ et $K_{\varepsilon F}$ respectivement la sensibilité à la déformation du LPG et du FBG.

La figure 5.16(a) présente donc la température mesurée par l'association des deux réseaux superposés (notée LPG&FBG). La déformation totale est reportée sur la figure 5.16(b).

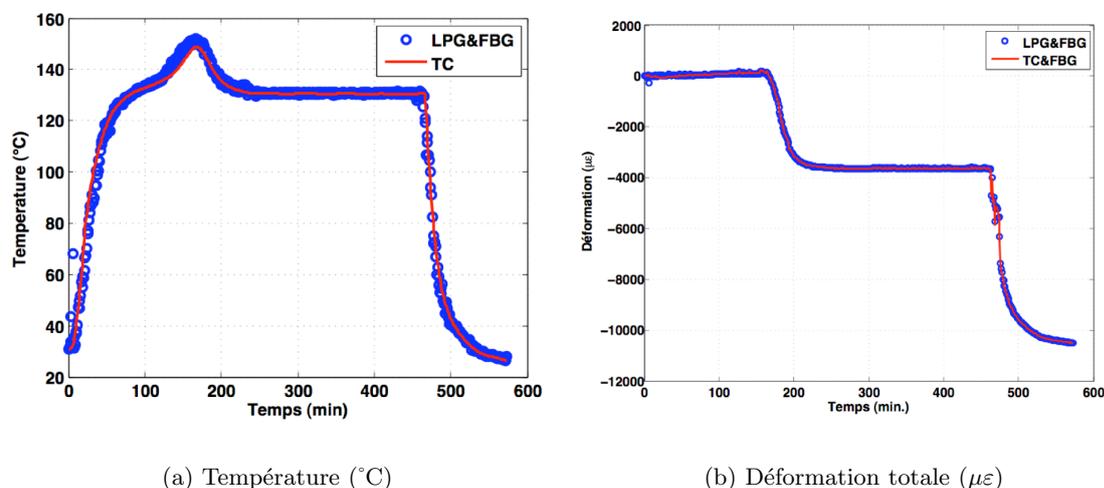


FIG. 5.16 – Sollicitations mesurées avec le capteur à réseaux de Bragg superposés LPG/FBG et celle issue du découplage thermocouple-FBG pendant le suivi de réticulation.

La température mesurée par le capteur à réseaux de Bragg (Fig. 5.16(a)) est validée par comparaison avec la température mesurée par le thermocouple (notée TC sur la figure 5.16(a)). Les résultats présentant la mesure de la déformation totale (Fig. 5.16(b)) sont également validés en comparant la déformation mesurée par notre capteur de celle déduite à l'aide du FBG couplé au thermocouple (noté TC&FBG). En effet, la méthode associant thermocouple et FBG est celle utilisée par Demirel [136] afin de découpler la température de la déformation lors du suivi de réticulation de la même résine époxy, offrant ainsi un moyen de comparaison et de validation de nos résultats. L'observation de la figure 5.16 permet de mettre en évidence qu'aucune déformation ni mécanique ni d'origine thermique, n'est mesurée pendant la montée en température jusqu'au maximum du pic d'exothermie ; la résine reste donc plutôt fluide jusqu'à ce point. Le cycle de réticulation présente ensuite une contraction de la résine lors de la diminution du pic d'exothermie pour atteindre le palier de cuisson. Il y a probablement une contribution de type contraction chimique due à la réticulation plus une contraction d'origine thermique.

La déformation totale est mesurée jusqu'à l'instant $t = 220$ min à partir duquel aucune variation significative n'est observée, ce qui correspondrait au début de l'isotherme de la figure 5.16(a). Cela tend à confirmer que la résine atteint une réticulation quasi-complète peu de temps après le pic d'exothermie.

Lors du refroidissement la déformation mesurée diminue due à la contraction du matériau final (dans ce cas). L'allure et l'ordre de grandeur des résultats en déformation de la figure

5.16(b) sont comparables aux résultats des travaux de Demirel [136] utilisant un FBG couplé à un thermocouple, ou encore à ceux de Asundi *et al.* [160] qui utilise un FBG et un EFPI (*Extrinsic Fabry-Perot Interferometer*).

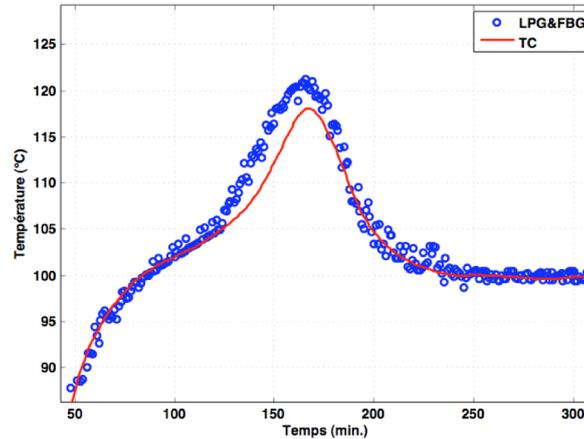


FIG. 5.17 – Agrandissement de la figure 5.16(a).

Il est important de remarquer que les résultats des mesures présentés ici sont très prometteurs exceptés durant le pic d'exothermie en température, où les réponses du capteur et du thermocouple diffèrent légèrement (voir figure 5.17). Ceci peut s'expliquer par une mauvaise estimation de la température par le thermocouple qui présente une certaine inertie de part le passage d'un courant électrique provoquant localement un flux de température.

5.2.5 Suivi du procédé LRI

Le capteur à base de réseaux de Bragg superposés LPG/FBG est maintenant intégré dans un composite de type verre/epoxy RTM6, réalisé par LRI. Le renfort est donc constitué de fibres de verre en mats tissés orientées à 0° , -45° , $+45^\circ$ et 90° . Le transducteur LPG/FBG est placé entre deux plis au centre de symétrie, on ajoute également un capteur diélectrique souple et un thermocouple à proximité du transducteur. Le tout est ensuite placé sur une plaque métallique (le moule) préalablement imprégnée d'agent démoulant avant d'entourer la plaque par du mastic résistant à la température (voir figure 5.18). Enfin, on dispose le tissu d'arrachage puis le tissu drainant (voir figure 5.19). Notons que le moule est placé au centre d'une table chauffante. Le capteur diélectrique utilisé ici est un capteur souple jetable (deux électrodes sur un support en polyimide) de type IDEX connecté à un analyseur diélectrique type DEA 230/10 de chez Netzsch[®]. Ce type de capteur est composé d'un élément diélectrique qui subit une tension sinusoïdale. La première électrode envoie la tension tandis que la seconde reçoit le signal atténué et déphasé par le matériau dont les composantes

conductive et capacitive, une fois calculées, permettent de remonter à la viscosité ionique du matériau [175].

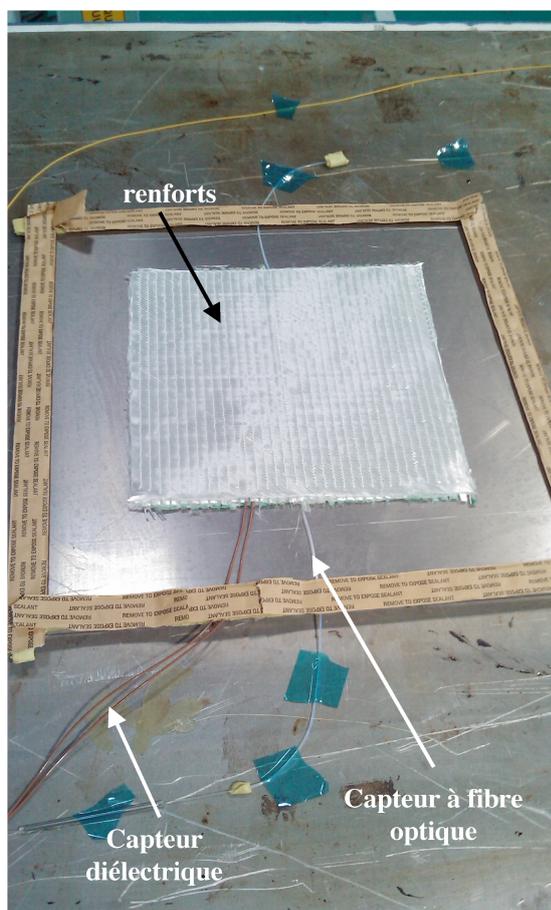


FIG. 5.18 – Préparation du procédé d'élaboration LRI.

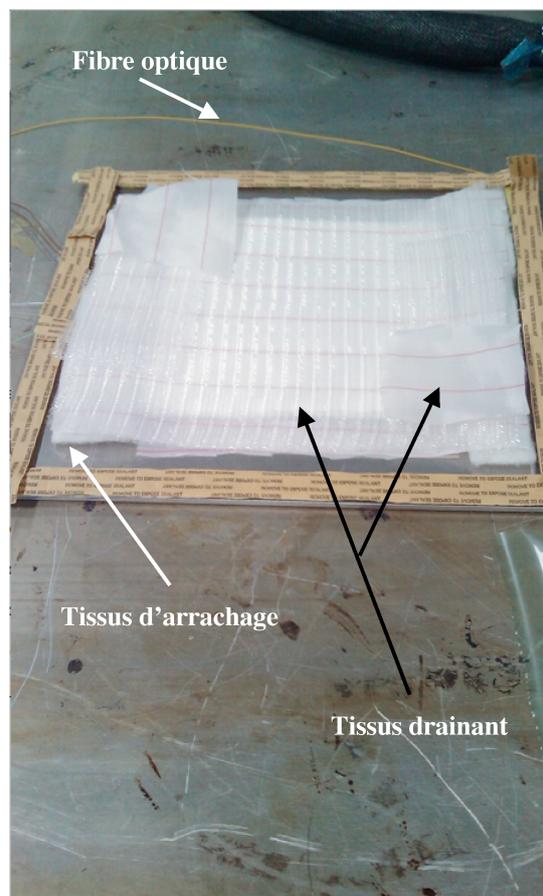


FIG. 5.19 – Mise en place du tissu d'arrachage et du tissu drainant.

La dernière étape de préparation du procédé consiste à placer un film plastique (bâche à vide) sur le tout. Celui-ci est collé au mastic afin de garantir une parfaite étanchéité, il est percé à deux endroits opposés : l'un pour le vide et l'autre pour l'arrivée de résine. Le vide est obtenu (1.8 mbar) et l'étanchéité est vérifiée. La figure 5.20 illustre le montage du procédé LRI juste avant l'infusion. A cette étape, la plaque chauffante est portée à une température de 80°C afin de faciliter l'infusion. Une fois cette température atteinte dans le moule, l'infusion de résine liquide (RTM6) est réalisée par aspiration de celle-ci par le vide. A l'aide du tissu drainant, la résine va imprégner les renforts de façon uniforme. La figure 5.21 illustre l'avancement du front de résine dans la préforme.

L'ensemble qui repose sur une plaque chauffante, est ensuite soumis à une température dont la consigne est de 150°C : montée en température puis isotherme pendant environ 2 heures.

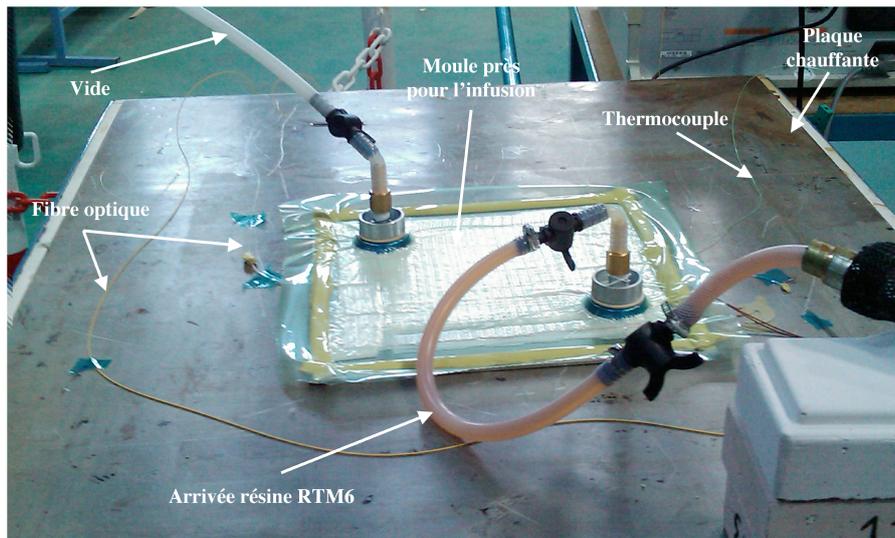


FIG. 5.20 – Photographie du montage LRI juste avant l'infusion.

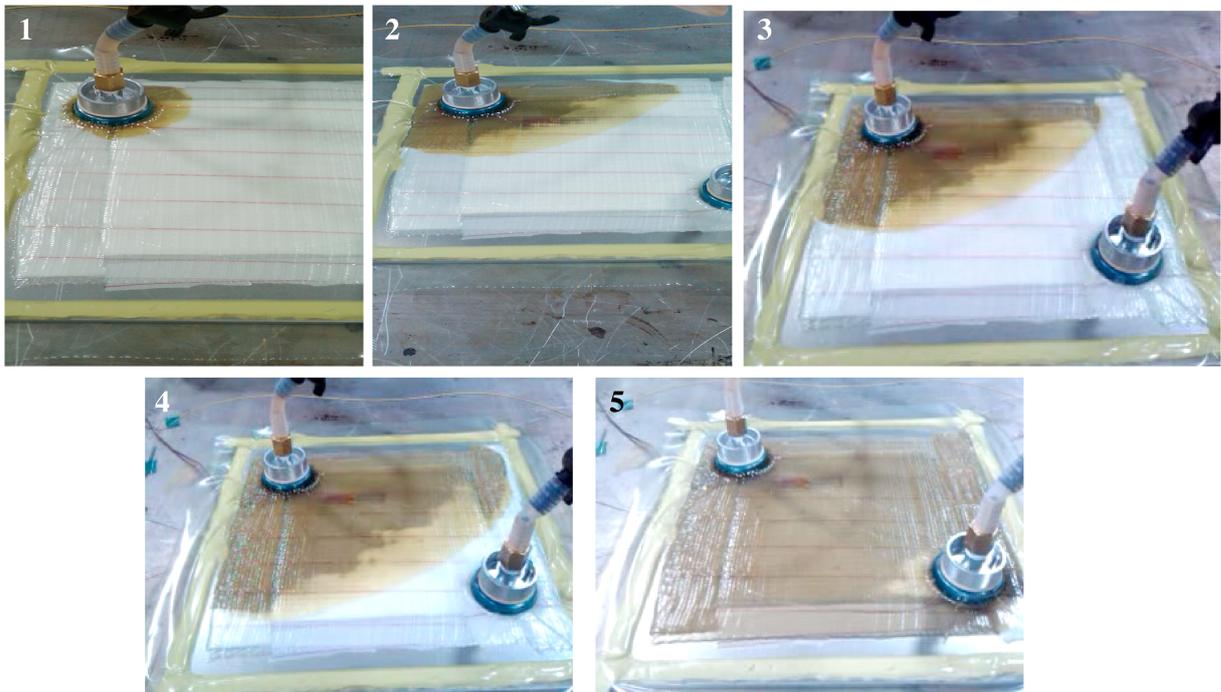


FIG. 5.21 – Avancement de l'infusion de la résine époxy RTM6 dans la préforme.

La figure 5.22 présente le suivi en température du procédé LRI réalisé à partir de l'infusion de la résine. Celui-ci est découpé en trois parties : une montée en température, un palier de cuisson isotherme à 150°C suivi d'un refroidissement. L'acquisition des spectres des réseaux de Bragg est réalisée avec une fréquence d'un spectre par minute sur toute la durée du procédé. Les variations en longueurs d'ondes des réseaux de Bragg FBG et LPG durant le procédé sont également reportés sur la figure 5.22. L'analyse du capteur DEA est reportée sur la figure 5.23. L'observation de la figure 5.23 montre une diminution de la viscosité ionique lors

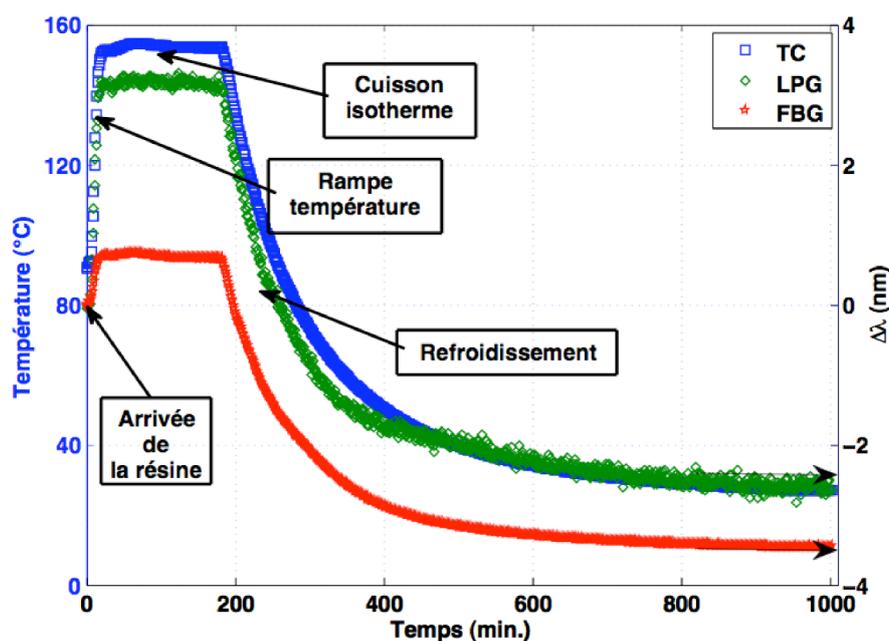


FIG. 5.22 – Suivi du procédé LRI. La température mesurée par le thermocouple est reportée à gauche tandis que les variations en longueurs d'ondes des réseaux de Bragg sont sur l'axe de droite.

de l'infusion de la résine. On remarque que cette diminution est effectuée en deux pentes. Cela peut s'expliquer par le passage du front de résine puis de l'infusion à travers le renfort. Lors de la montée en température la viscosité atteint un minimum à l'instant $t_1 = 30$ min qui correspond au début du plateau de cuisson. Pendant la cuisson la viscosité de la résine augmente rapidement jusqu'à un maximum signifiant que la réaction est finie, c'est-à-dire que la résine est complètement réticulée. La courbe de la viscosité pendant la phase de réticulation présente deux points d'inflexion, le premier est à l'instant $t_2 = 60$ min et le second à $t_3 = 94$ min. Ces deux points pourraient marquer la phase de gélification de la résine. La viscosité n'évolue plus à partir de l'instant $t_4 = 130$ min correspondant à un état complètement solide de la résine.

L'étalonnage préalable du transducteur à réseaux de Bragg a conduit aux sensibilités suivantes :

- pour la température : $K_{TL} = 50.9$ pm/°C et $K_{TF} = 11$ pm/°C
- pour la déformation : $K_{\varepsilon L} = -0.266$ pm/ $\mu\varepsilon$ et $K_{\varepsilon F} = 1.21$ pm/ $\mu\varepsilon$

A l'aide de ces sensibilités, nous avons tenté de retrouver les valeurs de la température (Fig. 5.24(a)) et de la déformation totale (Fig. 5.24(b)) mesurées par le transducteur FBG/LPG. Les résultats de température mesurée par le capteur à réseaux de Bragg (noté LPG & FBG sur la figure 5.24(a)) sont validés par comparaison des mesures effectuées par le thermocouple (noté TC). L'observation de ces résultats met en évidence un très bon suivi de la température

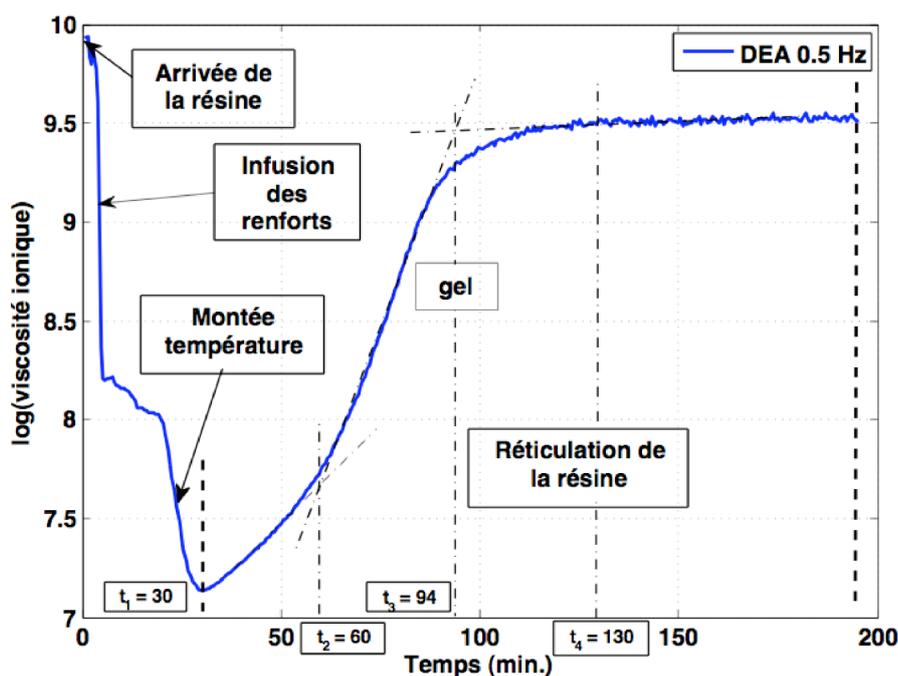


FIG. 5.23 – Mesure de la viscosité ionique de la résine au cours du procédé LRI.

mesurée par le capteur à réseaux de Bragg excepté lors du refroidissement où le thermocouple semble en retard par rapport au capteur LPG/FBG, ce qui pourrait s'expliquer par les mêmes raisons que celles énoncées lors du suivi de réticulation de la résine pure au paragraphe précédent. La mesure de la déformation totale par le découplage FBG/LPG (notée LPG&FBG sur la figure 5.24(b)) est validée par comparaison à la déformation obtenue en découplant le signal du FBG et du thermocouple (noté TC&FBG sur la figure 5.24(b)).

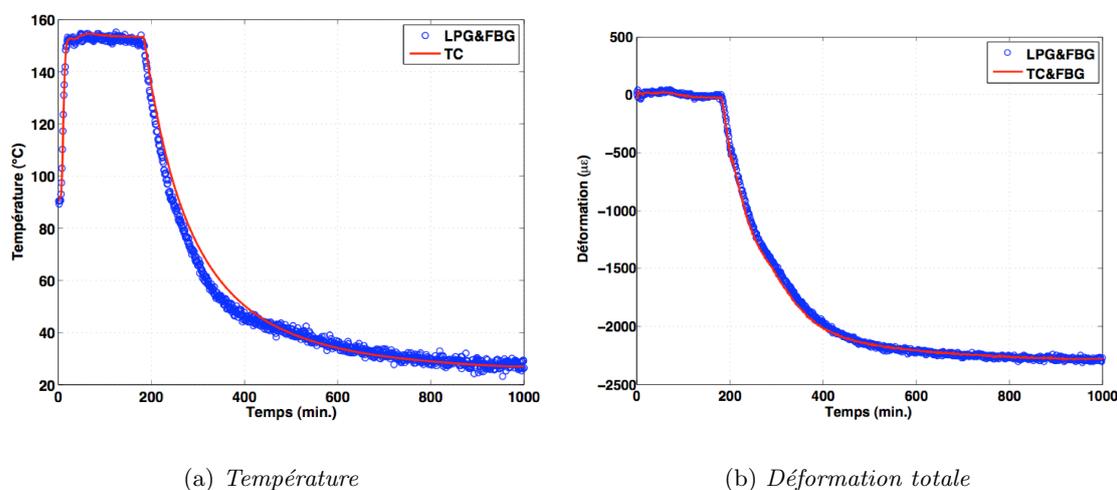
(a) *Température*(b) *Déformation totale*

FIG. 5.24 – Température et déformation totale mesurées par le capteur à réseaux de Bragg.

Les agrandissements sur les durées de l'analyse diélectrique sont reportés sur les figures 5.25(b) et 5.25(a) respectivement. Cela permet d'observer une diminution de la déformation totale de l'ordre de $100 \mu\epsilon$ entre les instants $t_2 = 60$ min et $t_4 = 130$ min pour une variation de température mesurée $\Delta T \approx 0$ et met en évidence que la déformation totale est égale à la déformation mécanique de contraction chimique.

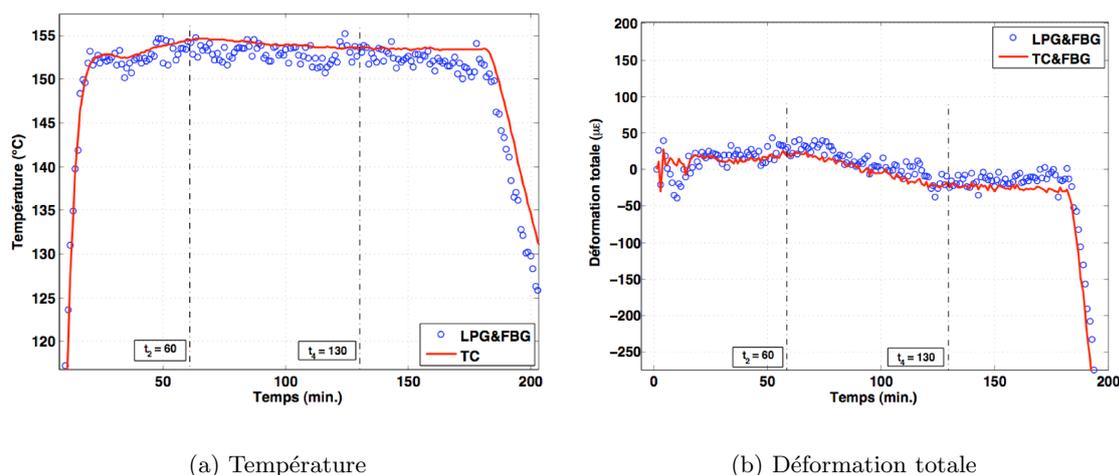


FIG. 5.25 – Agrandissement de la température et de la déformation totale mesurée par le capteur à base de réseaux LPG/FBG lors du procédé LRI pendant la phase de montée en température et de cuisson.

Pour $t_4 = 130$ min, nous pouvons conclure qu'il s'agit de la fin de la vitrification. C'est l'instant pour lequel on atteint la conversion finale à cette température : il n'y a plus de réaction, l'ensemble "matériau" est figé à l'état vitreux. A l'instant $t_3 = 94$ min, c'est le début de la vitrification [149] : la résine époxy présente des parties qui commencent à se vitrifier, les deux phases (gel + vitreuse) co-existent jusqu'à t_4 . L'instant $t_2 = 60$ min correspond au point de gel [176].

Ainsi, la comparaison des mesures du capteur à base de réseaux LPG/FBG avec l'analyse du capteur diélectrique permet de mettre en évidence la capacité de notre capteur à suivre un procédé LRI en température et en déformation, mais aussi dans une moindre mesure d'identifier l'avancement de la réticulation. La figure 5.26 présente la pièce composite finale après démoulage. On peut remarquer des défauts de fabrication au niveau du capteur diélectrique qui, en termes d'intrusivité, ne peut rivaliser avec une fibre optique.

5.2.6 Suivi du procédé VARTM (*Vacuum Assisted RTM*)

L'instrumentation du procédé VARTM que nous avons pu effectuer est réalisé dans un composite verre/époxy RTM6 [146]. La mise en place du transducteur FBG/LPG entre les

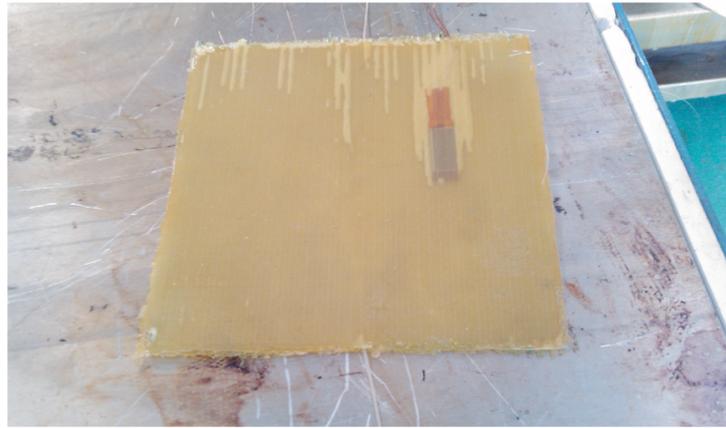


FIG. 5.26 – Pièce composite verre/époxy réalisée par LRI et instrumentée par un transducteur LPG/FBG, un capteur diélectrique IDEX et un thermocouple.

renforts est identique au protocole décrit précédemment, un thermocouple est également ajouté à proximité du transducteur. Le tout (renforts + instrumentation) est placé dans un moule en plusieurs parties sur lequel est déposé au préalable une couche d'agent démoulant. La figure 5.27 présente le transducteur noyé dans les fibres de verre de la préforme et placé dans le moule. Notons qu'à cette étape le thermocouple n'est pas encore inséré et qu'une plaque spéciale rainurée permet de laisser passer les fibres optiques hors du moule de manière étanche. Le contre-moule est ensuite ajouté puis l'ensemble est fermé. Celui-ci présente en son centre un capteur diélectrique monobloc de type TMS (*Tool Mount Sensor*), un pouce de diamètre, connecté au système d'analyse diélectrique DEA 230/10 de chez Netzsch, et qui va permettre de suivre l'évolution de la viscosité ionique de la résine au cours du procédé. Le moule possède également deux buses d'injection, l'une servira pour le vide tandis que la seconde pour injecter la résine époxy. La figure 5.28 présente le montage en attente d'injection. Remarquons la présence de deux sondes de platine (Pt100) pour mesurer la température du moule à proximité du composite (le thermocouple est positionné entre les préformes). Le moule est bien entendu disposé sur une table chauffante qui va imposer le cycle de température.

Le cycle débute par une première montée en température jusqu'à 80°C afin de réduire la viscosité de la résine et faciliter ainsi son injection (voir figure 5.29). Une fois la température de consigne atteinte, la résine (RTM6) est injectée et assistée par le vide. L'injection est considérée comme complète lorsque la résine commence à ressortir par la valve d'entrée du vide.

Une seconde rampe de température est alors effectuée jusqu'à 160°C qui est la température du palier de cuisson isotherme. La dernière étape est constituée par le refroidissement du moule jusqu'à température ambiante.

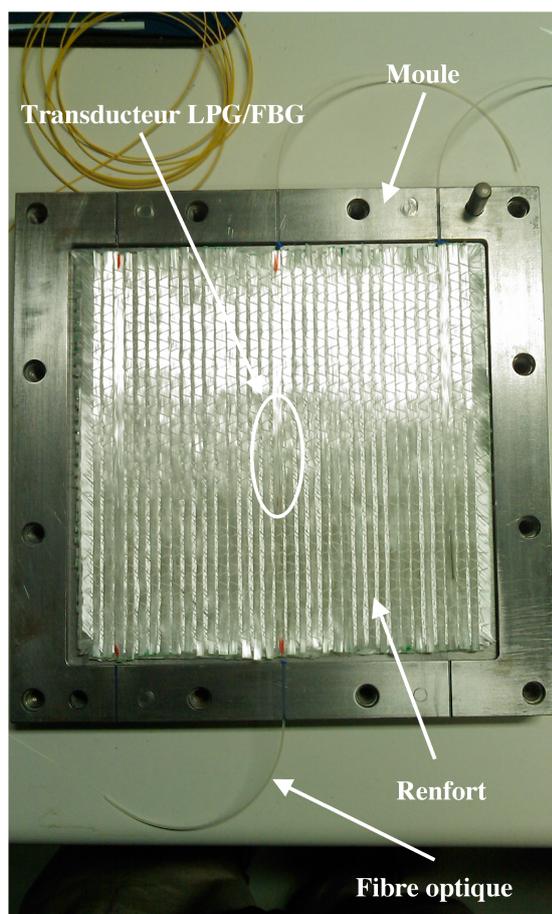


FIG. 5.27 – Disposition des renforts dans le moule.

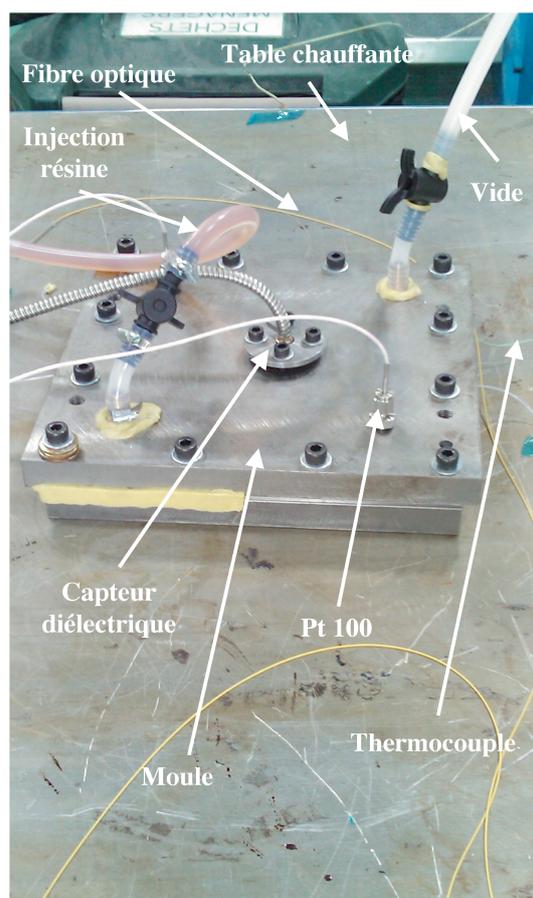


FIG. 5.28 – Photographie du montage VARTM juste avant l'injection.

La fréquence d'acquisition des spectres des réseaux de Bragg est d'un spectre par minute et les variations des longueurs d'ondes au cours du procédé sont reportées sur la figure 5.29 avec la mesure de la température réalisée par le thermocouple. Le transducteur a préalablement été étalonné pour obtenir la matrice des sensibilités suivantes :

- pour la température : $K_{TL} = 54.5 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ et $K_{TF} = 10.9 \text{ pm}/^\circ\text{C}$
- pour la déformation : $K_{\varepsilon L} = -0.321 \text{ pm}/\mu\varepsilon$ et $K_{\varepsilon F} = 1.29 \text{ pm}/\mu\varepsilon$

Connaissant ces sensibilités nous pouvons découpler la réponse du transducteur afin de retrouver les valeurs de température et de déformation totale mesurées durant le procédé. La figure 5.30(a) présente les résultats de la température mesurée par le transducteur LPG/FBG comparée à celle du thermocouple, tandis que la déformation totale est reportée sur la figure 5.30(b) en comparaison à celle issue d'un découplage utilisant le thermocouple et le FBG (noté TC&FBG sur la figure 5.30(b)).

Ajoutons que les variations observées en début de cycle sur la figure 5.30(b) sont dues à l'injection de la résine dans le moule. L'analyse des mesures du capteur diélectrique TMSTM

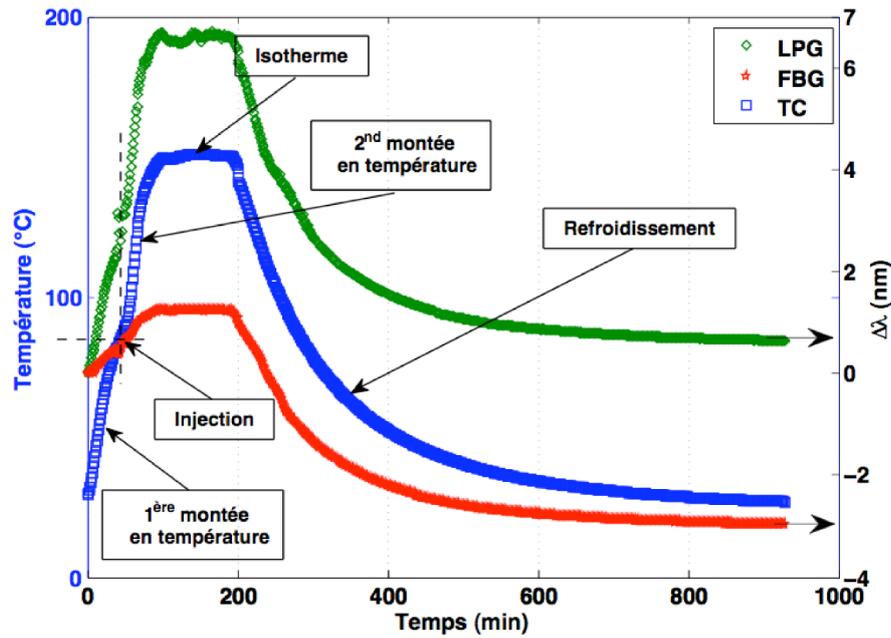
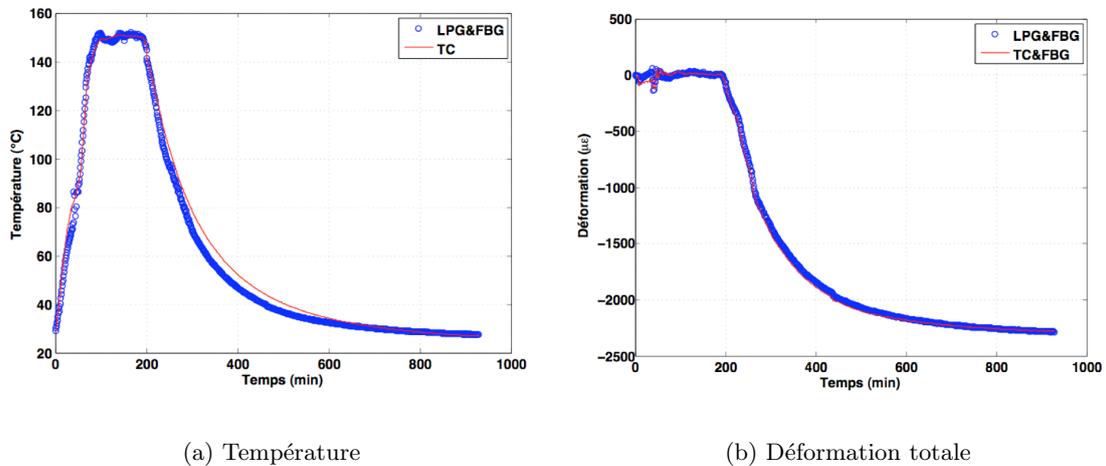


FIG. 5.29 – Suivi du procédé VARTM. La température mesurée par le thermocouple est indiquée sur l'axe de gauche tandis que les variations en longueurs d'ondes des deux réseaux de Bragg sont reportés sur la droite.



(a) Température

(b) Déformation totale

FIG. 5.30 – Température et déformation totale mesurées par le capteur LPG/FBG pendant le procédé d'élaboration de composite verre/époxy par VARTM.

de chez Netzsch au cours de la cuisson est présentée sur la figure 5.31 sur laquelle est reportée l'évolution de la viscosité ionique de la résine au cours du procédé en même temps que la température mesurée par le thermocouple présent dans le capteur TMS. L'observation de la figure 5.31 renseigne sur les états de la résine, notamment sur la durée de la phase de gélification.

L'observation de la figure 5.30(a) montre qu'il existe des différences entre les valeurs issues

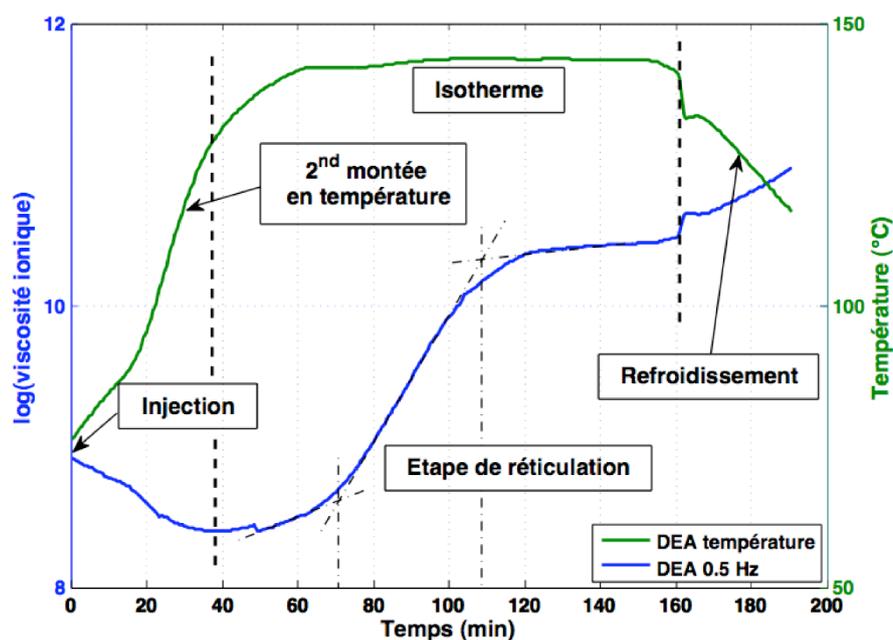


FIG. 5.31 – Analyse diélectrique du procédé VARTM.

du découplage par notre capteur et celles issues de la mesure par le thermocouple, notamment lors de la phase de refroidissement, au même endroit que celles observées sur la figure 5.24(a) de la section précédente. Cependant les résultats en déformation ne présentent pas une première contraction du matériau lors de la phase de réticulation jusqu'à la solidification de la résine. La déformation mesurée par notre capteur est quasi-nulle jusqu'à l'étape de refroidissement, et ne présente pas de points de comparaison avec l'analyse des résultats du capteur diélectrique. Un moyen d'analyser ces résultats est de tracer les variations en longueurs d'ondes des deux réseaux en fonction de la température mesurée par le thermocouple, comme illustré par la figure 5.32(a) pour le LPG et la figure 5.32(b) pour le FBG.

Pendant l'étape de montée en température (Fig. 5.32) on remarque une augmentation des longueurs d'onde de Bragg des deux réseaux avec des sensibilités de $K_{TL} \approx 55 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ et $K_{TF} = 10.9 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ (respectivement pour le LPG et pour le FBG) et qui correspondent aux valeurs des sensibilités fibre nue. Il n'y a pas de différence significative entre la première montée en température et la seconde. Durant l'isotherme, la figure 5.31 montre que la viscosité augmente et indique par voie de conséquence que le matériau se contracte. L'observation de la figure 5.32 lors de l'isotherme n'indique aucune variation de la longueur d'onde de Bragg du FBG, et une légère augmentation pour celle du LPG de l'ordre de 0.2 nm. Cette augmentation pourrait s'expliquer par la sensibilité négative du LPG à la déformation (une contraction se traduit par une augmentation de la longueur d'onde de Bragg). Le refroidissement en fin de procédé doit s'effectuer avec une sensibilité à la température apparente K_T^* différente

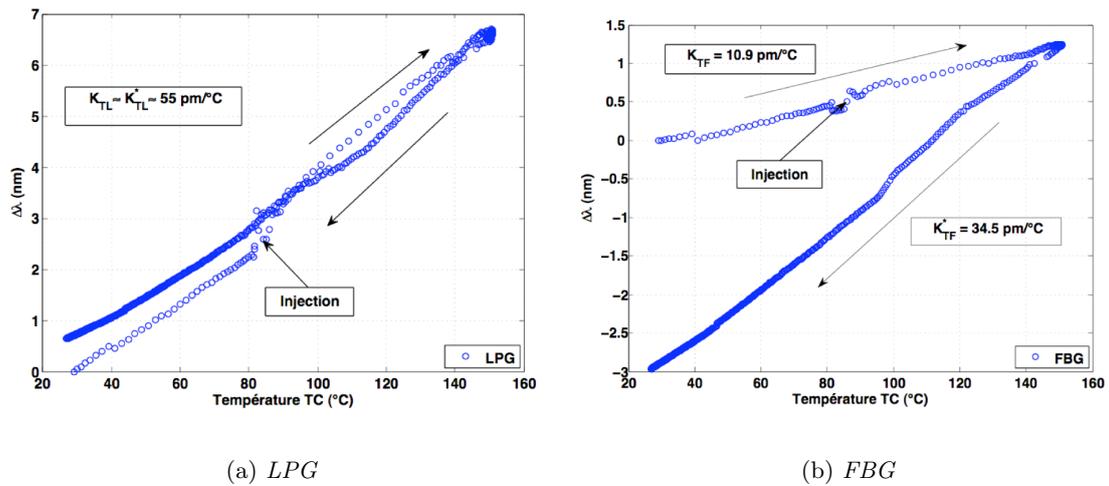


FIG. 5.32 – Variations des longueurs d'onde de Bragg en fonction de la température mesurée par le thermocouple pendant le procédé VARTM.

de la sensibilité à la température initiale K_T , ce qui est le cas pour les deux réseaux ; en considérant néanmoins que la sensibilité à la déformation du LPG est faible et peut être négligeable devant K_T conduisant à $K_{TL}^* \approx K_{TL}$.

La figure 5.33 présente la pièce composite réalisée par VARTM (après démoulage). Le transducteur fait partie intégrante du composite ; il peut ainsi permettre un contrôle de santé du matériau sur toute sa durée de mise en service (d'existence).

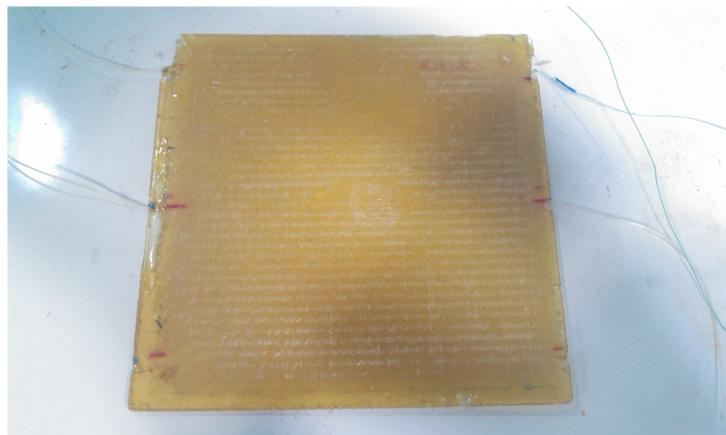


FIG. 5.33 – Pièce composite verre/époxy réalisée par VARTM et instrumentée par un transducteur LPG/FBG.

5.3 Limites pour l'instrumentation

Le capteur à base de réseaux de Bragg superposés FBG/LPG présente certains inconvénients pour son utilisation pratique. Comme toutes fibres optiques, il reste très fragile, notamment au niveau de la partie dénudée pour l'inscription (cette fragilité est aussi accentuée par l'environnement de travail qui nécessite des outillages importants en termes de volume et de poids). Les risques de cassure sont assez importants à cet endroit ; le capteur demande donc un soin particulier lors de son intégration dans une structure.

Le transducteur est composé d'un LPG, qui contrairement aux FBG reste sensible aux courbures. Avec la diminution du rayon de courbure, les résonances du spectre transmis s'affaiblissent jusqu'à s'atténuer complètement. Généralement le transducteur est placé de façon rectiligne dans la structure mais des micro-déformations (micro-courbures) peuvent apparaître. Au cours de l'instrumentation de procédés de fabrication de composites, celles-ci sont générées par les fibres de verre du renfort et par le tissu de maintien en mats de ces fibres. Le tissu de maintien doit donc être au préalable enlevé au niveau de la partie du transducteur, et celui-ci doit être noyé dans les fibres du renfort.

Cependant, l'inconvénient majeur reste le vide qui va provoquer l'écrasement des fibres du renfort sur le LPG. Un vide de 1 mbar est suffisant pour effacer complètement le spectre transmis du LPG. Dans ce cas il est préférable d'utiliser un vide autour de 1.4 mbar (et au-dessus) et de vérifier que le transducteur est placé correctement. Un recoating en polyimide ou métallique pourrait permettre de s'affranchir de cette contrainte, tout en restant peu intrusif.

Lors de l'instrumentation d'éprouvettes métalliques par le capteur, des micro-déformations peuvent également apparaître si l'intégration du transducteur FBG/LPG est réalisé à l'aide d'une résine époxy (ou UV) mélangée à des particules métalliques. Les tests réalisés avec de la poudre de fer et d'aluminium ont montré, lors du durcissement, soit l'effacement du spectre transmis du LPG (le FBG est toujours présent) soit une cassure de la fibre (pas de signal en transmission, présence du FBG en réflexion).

Ajoutons également que le système d'interrogation constitué de la source supercontinuum et de l'analyseur de spectre est encombrant et onéreux, et ne présente pas une solution efficace pour une utilisation de terrain.

5.4 Conclusion

Ce chapitre traite de l'instrumentation par le capteur à base de réseaux de Bragg superposés. Nous avons montré la faisabilité de son intégration dans des éprouvettes

métalliques à des fins de mesure in-situ de température et de déformation, utilisable par exemple dans le domaine de la surveillance des structures. L'étalonnage en déformation du capteur intégré n'a montré aucune différence avec celui réalisé sur fibre nue, c'est-à-dire avant l'intégration ; contrairement à la température qui présente une augmentation (ou diminution) de sa sensibilité pour le FBG (respectivement pour le LPG). Nous avons démontré que cette variation des sensibilités provenait du coefficient de dilatation du matériau que nous avons calculé. Les sensibilités croisées étant négligeables, le découplage entre température et déformation est donc possible. Les résultats présentés mettent en évidence une très bonne réponse du capteur développé. Les erreurs commises sont de 0.45°C et $3 \mu\varepsilon$ au maximum (sur une plage de mesure de 130°C et $2000 \mu\varepsilon$) par rapport aux mesures provenant d'un thermocouple et d'une jauge de déformation, ce qui valide la mesure in-situ de notre capteur pour ce genre d'application.

La seconde application de notre capteur consiste à l'utiliser pour instrumenter une pièce en matériau composite de type verre/époxy et faire les mesures au cours de sa fabrication. En effet, l'intérêt est majeur puisque la qualité des pièces composites dépend en partie du procédé d'élaboration et des paramètres choisis. Nous avons retenus dans nos travaux deux types de procédés d'élaboration : le moulage par infusion de résine liquide (LRI) et par transfert de résine assisté vide (VARTM).

Dans un premier temps, le capteur est seulement intégré dans une résine époxy afin d'analyser le comportement de la résine utilisée au cours de la réticulation. Cette résine est une époxy (RTM6 de chez Hexcel[®]) couramment utilisé pour le RTM de composite aéronautique et présentant un indice de réfraction relativement supérieur à celui de la fibre optique. Les résultats obtenus montrent une très bonne réponse des réseaux superposés LPG/FBG pour le suivi de la réticulation de la résine. La comparaison des mesures en température et déformation mesurée (et découplée) par les réseaux ne montrent pas de différences avec celles réalisées à l'aide du thermocouple (pour la température) et du thermocouple couplé au FBG (pour la déformation).

Dans un second temps, le capteur est validé en instrumentant deux procédés d'élaboration de composites. Les essais réalisés lors des procédés LRI et VARTM pour la fabrication d'une pièce verre/époxy RTM6 ont mis en évidence une très bonne réponse de notre capteur pour la mesure de la température et de la déformation au cours du cycle d'élaboration. Ce type de capteur présente l'avantage d'une mesure au coeur de la pièce composite en donnant accès à un plus grand contrôle du procédé, il permet aussi un contrôle de santé efficace sur toute la

durée de mise en service de la pièce composite.

Conclusion générale

Ce manuscrit traite de transducteurs à base de réseaux de Bragg. Dans un premier temps nous avons effectué une étude bibliographique sur ces réseaux, amenant ainsi à la problématique du découplage lorsque plusieurs sollicitations comme la température et la déformation sont exercées sur le réseau. Parmi toutes les techniques et configurations existantes, le travail a été axé sur le développement spécifique d'un transducteur à base de réseaux de Bragg superposés courte et longue période (LPG/FBG) dont le potentiel en terme de résolution spatiale et de découplage est évident pour des fins d'applications technologiques.

Le deuxième chapitre du manuscrit a été consacré à l'étude théorique des réseaux de Bragg, notamment des FBG et des LPG. Nous avons ainsi étudié la propagation de la lumière à travers un réseau pour ensuite pouvoir simuler la réponse spectrale de ce réseau. Nous avons également abordés l'origine de la photosensibilité des fibres optiques en décrivant les deux principaux modèles : les centres colorés et la densification, ainsi que la possibilité d'augmenter la photosensibilité en plaçant les fibres sous hydrogène forte pression et à température ambiante. Différentes techniques d'inscription des réseaux de Bragg ont été ensuite décrites afin de concevoir la meilleure approche pour l'inscription de réseaux superposés FBG/LPG. Nous avons ainsi opté pour l'inscription du LPG par la méthode dite point à point tandis que le FBG est inscrit avec un masque de phase. L'inscription est réalisée dans une fibre télécom standard (SMF-28) à l'aide d'un laser UV continu. L'inscription des réseaux de Bragg avec ce type de laser ne donnant pas une structure stable dans le temps, un recuit post-inscription a été nécessaire afin d'éviter toutes dégradations du réseau au cours du temps. Nous avons été amenés à conclure qu'une durée de 3 heures à 150°C est nécessaire pour stabiliser un LPG.

Le développement proprement dit du transducteur à base de réseaux FBG/LPG superposés a été proposé dans le chapitre 3. Nous avons validé le choix de cette structure à l'aide de l'efficacité de découplage E qui a permis de valider cette technique comme une des plus fiables pour le découplage température-déformation. Nous avons ensuite détaillé l'étude

menée sur les paramètres d'inscriptions des réseaux superposés en considérant la puissance du laser, le nombre de pas du LPG et la durée de l'inscription. Les résultats concernant la répétabilité et la reproductibilité ont permis de valider ce protocole d'inscription. Nous avons ensuite abordé le problème de la distribution de plusieurs transducteurs sur une même fibre (permettant d'avoir plusieurs points de mesure), où nous avons démontré la possibilité d'inscrire jusqu'à trois structures superposés LPG/FBG.

La caractérisation des transducteurs a été abordée au chapitre 4. Nous y avons décrit le système d'interrogation avant d'étudier la réponse du transducteur aux deux sollicitations. L'étalonnage suivant la température et la déformation a été discuté dans ce chapitre, afin d'obtenir la matrice des sensibilités [K] nécessaire au découplage. Les sollicitations croisées ont été également étudiées ; les résultats amenèrent à conclure qu'elles sont négligeables au regard des erreurs de mesure. Une étude métrologique a permis d'aboutir à une incertitude sur la position des longueurs d'onde de 10 pm et de 1.5 pm pour le LPG et le FBG respectivement, mais aussi sur l'étalonnage (erreur de l'ordre de 2% de la sensibilité). Ainsi l'erreur sur la mesure de la température et de la déformation après découplage est estimée à 0.3°C et 3 $\mu\epsilon$ sur une plage de 0-130°C et 0-2000 $\mu\epsilon$ respectivement.

Enfin, dans un soucis applicatif, nous avons tenté d'intégrer le transducteur à différentes structures. Dans un premier temps l'instrumentation d'éprouvettes métalliques a été testée. Le transducteur a montré une très bonne réponse lors du découplage de la température et de la déformation, validant ainsi la mesure in situ du capteur que nous avons développé.

Le capteur a ensuite été utilisé pour instrumenter un matériau composite dans le cadre de son élaboration. Nous avons au préalable étudié la réponse du transducteur soumis à la réticulation d'une résine époxy RTM6. Les mesures découplées de température et de déformation ont mis en évidence la possibilité de suivre in situ la réticulation de la résine lors d'un cycle de cuisson. Puis deux procédés d'élaboration des composites ont été étudiés : le LRI et le VARTM. L'instrumentation de ces deux types de procédés de fabrication a été réalisée par le transducteur LPG/FBG dont la réponse a permis de suivre en temps réel le cycle de cuisson. Nous avons ainsi montré que le capteur que nous avons développé permet la mesure découplée de la température et de la déformation totale au cours du procédé d'élaboration et donne accès à un plus grand contrôle du procédé. Enfin, la présence du transducteur au coeur de la pièce composite finale peut permettre un contrôle ultérieur de la pièce lors d'une éventuelle mise en service.

Les défauts du capteur développé ont également été décrits. Ceux-ci sont principalement centrés sur l'utilisation du LPG dans la partie transducteur et peuvent être regroupés par :

- fragilité de la fibre optique au niveau de la partie transducteur,
- sensibilité du LPG aux courbures qui affecte le spectre transmis,
- grande sensibilité aux micro-déformations (de type micro-courbures) présentes dans des mélanges époxy/poudre métallique,
- grande sensibilité à la dépression lors des suivis de procédés composites,
- système d'interrogation encombrant et onéreux.

Les travaux réalisés présentent des perspectives intéressantes aussi bien au niveau technique qu'au niveau scientifique. Comme perspective technique, le développement d'un système d'interrogation portatif serait un grand avantage pour une utilisation courante du capteur. De plus, la possibilité de regagner la fibre optique permettrait de s'affranchir des points négatifs dus au LPG. De nombreux types de procédés de fabrication de composites n'ont pas été étudiés : il serait notamment intéressant d'instrumenter un procédé par voie sèche tel que celui de cuisson par autoclave de préimprégnés pour élaborer des pièces composites pour l'aéronautique puis de l'utiliser pour un contrôle de santé (SHM) durant toute la durée de mise en service de la pièce.

L'inscription de réseaux superposés FBG/LPG sur des fibres micro-structurées ou avec un laser femto-seconde pourrait également présenter des perspectives intéressantes en termes de sensibilités aux sollicitations.

Des travaux futurs pourraient aussi s'ouvrir vers la discrimination d'une troisième mesurande. En effet, nous avons suivi seulement une résonance du LPG et celle du FBG. Les LPG que nous avons inscrits présentent généralement 2 résonances. Il est donc possible de suivre simultanément trois résonances et de réaliser une mesure discriminée de trois grandeurs localisées spatialement. Pour d'autres domaines d'applications, il devrait être possible de mesurer en plus de la température et de la déformation, l'indice de réfraction ou encore la pression.

Annexe A: Propagation de la lumière dans une fibre

A.1 Equations d'onde.

La propagation de toute onde électromagnétique dans un milieu diélectrique linéaire homogène et isotrope est définie à partir des équations de Maxwell :

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}_{(\vec{r},t)} &= -\frac{\partial \vec{B}_{(\vec{r},t)}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H}_{(\vec{r},t)} &= \frac{\partial \vec{D}_{(\vec{r},t)}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{D}_{(\vec{r},t)} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{B}_{(\vec{r},t)} &= 0\end{aligned}\tag{A.1}$$

et sont reliés pas les relations constitutives :

$$\begin{aligned}\vec{D}_{(\vec{r},t)} &= \varepsilon_{(\vec{r})} \vec{E}_{(\vec{r},t)} \\ \vec{B}_{(\vec{r},t)} &= \mu_{(\vec{r})} \vec{H}_{(\vec{r},t)}\end{aligned}\tag{A.2}$$

$\vec{E}_{(\vec{r},t)}$ et $\vec{H}_{(\vec{r},t)}$ représente respectivement les champs électrique et magnétique, $\vec{D}_{(\vec{r},t)}$ l'induction électrique ou champ de déplacement électrique et $\vec{B}_{(\vec{r},t)}$ le champ magnétique induit. \vec{r} est définie dans le plan (x,y). ε et μ sont respectivement la permittivité électrique et la perméabilité magnétique (du milieu considéré). Une fibre optique étant un milieu non magnétique, la perméabilité magnétique est généralement considérée égale à celle du vide ($\mu = \mu_0$).

On peut écrire les équations de Maxwell harmoniques car il n'y a pas de variations dans

le temps :

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) &= i\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}k\vec{H}(\vec{r}) \\ &= i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r})\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) &= -i n^2(\vec{r})\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}k\vec{E}(\vec{r}) \\ &= -i\omega\varepsilon_0 n^2\vec{E}(\vec{r})\end{aligned}\quad (\text{A.4})$$

avec $\omega = 2\pi c/\lambda$ la pulsation, λ la longueur d'onde et $k = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde.

A partir de ces équations on peut en déduire les équations d'ondes vectorielle :

$$[\nabla^2 + k^2 n^2(\vec{r})] \vec{E}(\vec{r}) = -\nabla[\vec{E}(\vec{r}) \cdot \nabla \ln n^2(\vec{r})] \quad (\text{A.5})$$

$$[\nabla^2 + k^2 n^2(\vec{r})] \vec{H}(\vec{r}) = [\nabla \times \vec{H}] \times \nabla \ln n^2(\vec{r}) \quad (\text{A.6})$$

Cependant afin de simplifier ces équations d'ondes, les champs \vec{E} et \vec{H} sont définis comme étant la somme d'une composante transverse (t) et d'une composante longitudinale (z) : $E(x, y, z) = (e_t + e_z)$ et $H(x, y, z) = (h_t + h_z)$. L'équation d'onde s'écrit sous la forme (invariance suivant z) :

$$[\nabla_t^2 + (k^2 n_{(x,y)}^2 - \beta^2)] \vec{e}_{t(x,y)} = -\nabla_t \left(\vec{e}_{t(x,y)} \cdot \nabla_t (\ln n_{(x,y)}^2) \right) \quad (\text{A.7})$$

$$[\nabla_t^2 + (k^2 n_{(x,y)}^2 - \beta^2)] \vec{h}_{t(x,y)} = \nabla_t \times \vec{h}_{t(x,y)} \times \nabla_t (\ln n_{(x,y)}^2) \quad (\text{A.8})$$

avec : $\nabla_t^2 = \nabla_t \nabla \cdot - \nabla_t \times \nabla_t \times$ et $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_e$.

Les équations d'onde définissent ainsi la propagation du champ électromagnétique et représentent le transport d'une puissance finie le long de l'axe z . Elles décrivent également le confinement de l'énergie le long de cet axe et leurs solutions, au nombre fini, sont représentées par les modes.

A.2 Equations d'onde scalaire.

Les calculs présentés ici étant les mêmes pour le champ électrique et pour le champ magnétique, nous nous limiterons à décrire ici le champ électrique.

La résolution des équations d'ondes précédentes reste très difficile et nécessite des calculs numériques importants. On fait alors une première hypothèse sur la condition de guidage

à partir de la différence d'indice de réfraction Δn défini par l'équation (1.1) page 21, afin d'exprimer les équations d'ondes sous leur forme scalaire. Dans le cas où la différence d'indice est faible (c'est-à-dire $\Delta n < 10^{-3}$), on peut utiliser l'approximation scalaire pour décrire la propagation dans la fibre, on parle de guidage faible ou initialement de méthode $n_{co} \approx n_{cl}$ [177]. On peut ainsi considérer que les effets de la polarisation sont faibles et négligeables. Les constantes de propagation des modes guidés peuvent alors être approchées par : $\beta \approx n_{co}k$.

La condition de guidage faible permet de négliger le terme $\nabla_t(\ln n_{(x,y)}^2)$ dans l'équation (A.7). Sous cette condition, où on a une polarisation uniforme et rectiligne des champs on parle de mode LP (*Linearly Polarized*) défini par Gloge [23]. Ainsi les champs transverses seront décrits par l'équation d'onde scalaire :

$$\left[\nabla_t^2 + \left(k^2 n_{(x,y)}^2 - \beta^2 \right) \right] \Psi_{(x,y)} = 0 \quad (\text{A.9})$$

où $\Psi_{(x,y)}$ est le champ scalaire défini par :

$$\vec{e}_{t(x,y)} = \Psi_{(x,y)} \vec{u}_t \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \vec{h}_{t(x,y)} &= \frac{\beta}{k} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \vec{z} \times \vec{e}_{t(x,y)} \\ &= \frac{\beta}{k} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \vec{z} \times \Psi_{(x,y)} \vec{u}_t \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

où \vec{u}_t est un vecteur unitaire transverse. L'équation (A.11) étant obtenue à l'aide de l'équation (A.3).

Dans le cas présent où la fibre optique est un guide d'onde cylindrique, il est intéressant d'utiliser un repère cylindrique (r, θ, z) pour exprimer les champs. De part cette symétrie, l'équation d'onde (A.10) présente deux solutions :

$$\begin{aligned} \Psi_e(r, \theta) &= F_l(r) \cos(l\theta) \\ \Psi_o(r, \theta) &= F_l(r) \sin(l\theta) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

avec l un entier ($l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) et $F_l(r)$ la solution de l'équation d'onde scalaire en coordonnées cylindriques exprimée par :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + k^2 n_{(r)}^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) F_l(r) = 0 \quad (\text{A.13})$$

Comme nous avons le choix pour le champ $\Psi(r, \theta)$ entre $\cos(l\theta)$ ou $\sin(l\theta)$ ainsi que de

deux états de polarisation orthogonaux, ce qui induit quatre solutions. Si $l > 0$ on dit que le champ est dégénéré quatre fois (les deux polarisations et $\pm l$), alors que si $l = 0$ le champ n'est dégénéré que deux fois.

Nous avons vu que le guidage dans la fibre est possible si : $kn_{cl} \leq \beta \leq kn_{co}$, c'est-à-dire si $n_{cl} \leq n_e \leq n_{co}$. Les solutions de l'équation (A.13) sont des fonctions composées de fonctions de Bessel qui peuvent donc être décomposées suivant que l'on se situe dans le coeur de la fibre ou dans la gaine. On distingue ainsi les modes de coeur des modes de gaines.

Dans le cas où l'indice effectif du mode est inférieur à l'indice de réfraction :

$$F(r) = AJ_l(Ur) + BI_l(Ur) \quad (\text{A.14})$$

sinon :

$$F(r) = CK_l(Wr) + DY_l(Wr) \quad (\text{A.15})$$

J_l et Y_l sont les fonctions de Bessel de première et deuxième espèce d'ordre l respectivement, tandis que I_l et K_l sont les fonctions de Bessel modifiées de première et deuxième espèce d'ordre l . Les constantes A, B, C et D sont à déterminer à partir des conditions de continuités et aux limites. Les coefficients U et W sont définis par Gloge [23] :

$$\begin{cases} n_e < n_{couche} & U^2 = k^2 n^2 - \beta^2 \\ n_e > n_{couche} & W^2 = \beta^2 - k^2 n^2 \end{cases} \quad (\text{A.16})$$

avec $k = 2\pi n/\lambda$. On définit également la fréquence normalisée V et la constante de propagation normalisée b à partir des coefficients précédents [23] :

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (\text{A.17})$$

$$b = 1 - \frac{U^2}{V^2} \quad (\text{A.18})$$

En tenant compte des paramètres précédents, la constante de propagation normalisée b a été calculée en fonction de la fréquence normalisée (Fig. A.1) afin de mettre en évidence le domaine d'existence des modes LP_{lm} . Il apparaît ainsi que plus V est grand, plus le nombre de modes guidés augmente. On peut également remarquer que pour une fréquence inférieure à 2.405 seul le mode LP_{01} se propage, la fibre est donc monomode. De la même façon pour

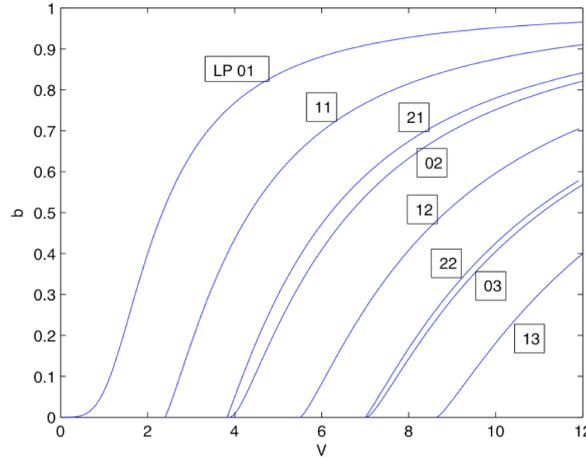


FIG. A.1 – Représentation de la constante de propagation normalisée b en fonction de la fréquence normalisée V pour les premiers modes LP_{lm} .

$V \leq 3.8$, les modes LP_{01} et LP_{11} vont être présents. On parle alors de cutoff pour désigner la 'coupure', c'est à dire l'endroit (la fréquence) où les modes LP seront guidés ou non.

Si l'on considère le profil d'indice d'une fibre à saut d'indice (Fig. 1.2(a)), on peut encore simplifier les équations (A.14) et (A.15) :

$$F(r) = \begin{cases} A_1 J_l(U_{co}r) & \text{pour } r < r_{co} \\ A_2 K_l(W_{co}r) & \text{pour } r > r_{co} \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

et pour les modes de gaine :

$$F(r) = \begin{cases} C_1 J_l(U_{cl}r) & \text{pour } r < r_{cl} \\ C_2 K_l(W_{cl}r) & \text{pour } r > r_{cl} \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

Les fonctions de Bessel I et Y sont enlevées car elles divergent respectivement en 0 et ∞ et ne peuvent donc pas être solution. Les coefficients U_{co} , U_{cl} et W_{co} , W_{cl} sont définis par Gloge [23] :

$$U_{co} = \sqrt{k_{co}^2 - \beta^2} \quad (\text{A.21})$$

$$W_{co} = \sqrt{\beta^2 - k_{cl}^2} \quad (\text{A.22})$$

et pour les modes de gaine :

$$U_{cl} = \sqrt{k_{cl}^2 - \beta^2} \quad (\text{A.23})$$

$$W_{cl} = \sqrt{\beta^2 - k_{ex}^2} \quad (\text{A.24})$$

avec $k_{co} = 2\pi n_{co}/\lambda$ et en changeant respectivement l'indice de gaine et de milieu extérieur pour k_{cl} et k_{ex} .

En utilisant la continuité des champs aux interfaces on a :

$$\begin{aligned} \Psi_{(r=r_{co})}^- &= A_1 J_l(U_{co} r_{co}) \\ \Psi_{(r=r_{co})}^+ &= A_2 K_l(W_{co} r_{co}) \end{aligned} \quad (\text{A.25})$$

et

$$\begin{aligned} \Psi_{(r=r_{cl})}^- &= C_1 J_l(U_{cl} r_{cl}) \\ \Psi_{(r=r_{cl})}^+ &= C_2 K_l(W_{cl} r_{cl}) \end{aligned} \quad (\text{A.26})$$

Généralement la puissance propagée par le mode est normalisée. Si on considère $A_1 = C_1 = 1$, on en déduit :

$$A_2 = \frac{J_l(U_{co} r_{co})}{K_l(W_{co} r_{co})} \quad (\text{A.27})$$

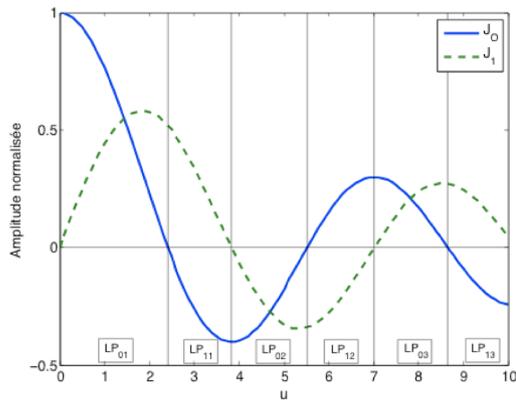
$$C_2 = \frac{J_l(U_{cl} r_{cl})}{K_l(W_{cl} r_{cl})} \quad (\text{A.28})$$

En remplaçant A_2 et C_2 dans les équations (A.19) et (A.20), et en utilisant les propriétés des fonctions de Bessel, on en déduit l'équation caractéristique des modes LP_{lm} [23] :

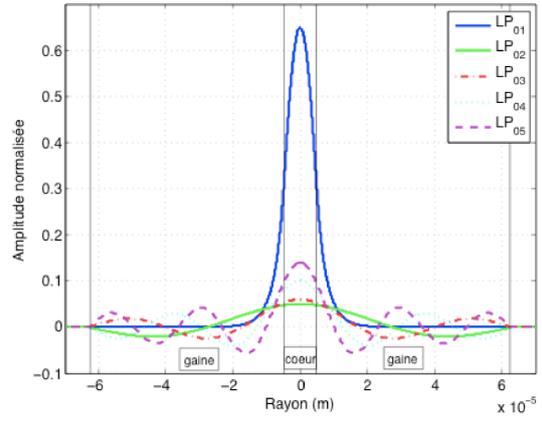
$$U \frac{J_{l-1}(U)}{J_l(U)} = -W \frac{K_{l-1}(W)}{K_l(W)} \quad (\text{A.29})$$

Les solutions de l'équation caractéristique des modes LP sont comprises entre chaque zéros des fonctions de Bessel J_{l-1} et J_l . La figure A.2(a) montre le domaine d'existence des premiers modes LP pour $l = 0$ et $l = 1$. On retrouve ici au niveau des zéros de J_0 et J_1 (car $J_1 = -J_{-1}$), les cutoff des différents modes.

A partir des équations précédentes, nous pouvons représenter la répartition des modes LP dans la fibre (Fig. A.2(b)). Cette représentation permet de mettre en évidence le confinement de l'énergie du mode fondamental dans le coeur de la fibre en comparaison des modes de gaine. Elle montre également que plus l'ordre du mode de gaine est élevé, plus l'énergie est confinée



(a) *Domaine d'existence des modes*



(b) *Profil des modes*

FIG. A.2 – Représentation des premiers modes LP_{0m} .

dans le cœur augmente.

Annexe B: Généralités sur les matériaux composites

Les composites sont composés de fibres de renforts (qui donnent la rigidité du matériau) liées entre-elles par une matrice en générale organique.

B.1 Les renforts

Le renfort est le matériau constitué en fibres. Le plus souvent les fibres utilisées sont [178] :

- des fibres de verre,
- des fibres de carbone,
- des fibres d'aramide (kevlar),
- des fibres de Bore,
- des fibres naturelles.

Le renfort est présenté sous deux formes distinctes : en produit sec ou en préimprégné. Les produits secs sont directement constitués des fibres tandis que les préimprégnés contiennent en plus des fibres, la résine en pourcentage suffisant afin d'assurer la réalisation du composite. Les préimprégnés permettent de réaliser des pièces avec une très bonne reproductibilité, cependant leur conservation doit se faire à basse température afin d'éviter toute réticulation de la résine [179]. Le drappage des renforts (aussi bien en produit sec qu'en préimprégné) est constitué en :

- nappes unidirectionnelles,
- mats,
- tissus.

Comme leur nom l'indique les nappes unidirectionnelles comportent des fibres dans une seule direction qui sont maintenues parallèles entre elles grâce à un léger tissage. Les fibres d'un mat, quant à elles, sont assemblées en feutre et les tissus sont réalisés par un entrecroisement des fibres suivant un motif de type taffetas ou satin, pour les plus courants.

B.2 La matrice

La matrice est constituée d'une résine qui va lier les fibres entre elles. Les résines utilisées sont classées en deux catégories : thermodurcissable et thermoplastique.

Résines thermodurcissables Les résines thermodurcissables ont la propriété, sous l'effet de la température, de passer de l'état liquide à l'état solide, et ce de façon irréversible. On distingue plusieurs types [167] :

- les résines époxydes, ou plus couramment appelé époxy, qui présentent un très bon accrochage aux fibres du renfort et par conséquence des caractéristiques mécaniques très satisfaisantes.
- les résines polyester. Elles présentent également un bon accrochage au renfort mais leur tenue à la chaleur et à l'humidité est faible.
- les résines polyimides. Elles présentent d'excellentes propriétés sur une plage de température importante (jusqu'à 260°C) cependant elles sont coûteuses et difficiles à utiliser.
- les résines phénoliques. Leur utilisation est quasiment restreinte à des exigences sur le matériau composite réalisé, notamment sur la tenue au feu.

Résines thermoplastiques A la différence des résines thermodurcissables, les résines thermoplastiques ont la propriété de passer d'un état solide à un état visqueux (liquide) de façon réversible grâce à un apport de chaleur. Elles présentent ainsi des possibilités théoriques de retransformation (à chaud) intéressantes, et par voie de conséquence des possibilités de recyclage (contrairement aux résines thermodurcissables) ; l'inconvénient est que les résines thermoplastiques perdent rapidement leur rigidité avec l'élévation de température. Elles possèdent cependant un bon comportement à la rupture (ténacité) [178].

B.3 Propriétés des matériaux composites

Par rapport aux matériaux métalliques, les composites présentent plusieurs inconvénients [178] :

- les procédés de fabrication sont coûteux,
- ils sont non recyclable, non biodégradable,
- la température d'utilisation est souvent plus faible,
- les modes d'assemblage des composites sont difficiles. Ils supportent mal le perçage, et l'assemblage doit se faire par rivetage ou plus généralement par collage,
- la résistance aux chocs est très faible,
- la dégradation en milieux humides est très forte.

Cependant de nombreux avantages sont conférés aux matériaux composites comme [180] :

- une faible densité,
- une bonne résistance en traction,
- une bonne tenue en fatigue,
- ils sont non corrosifs,
- une grande facilité de mise en oeuvre de formes complexes sans nécessiter de finitions.
- la possibilité de multiple intégration de fonctions.

Il faut également noter que les matériaux composites sont très résistants uniquement dans la direction des fibres de renforts, ce qui les rend fortement anisotropes [178]. En effet, un composite avec des fibres alignées suivant une unique direction, disons à 0° , n'aura aucune résistance à un effort appliqué perpendiculairement, c'est-à-dire à 90° . Généralement les fibres seront donc disposées au cours du drapage suivant plusieurs directions afin d'assurer une plus grande isotropie dans son comportement dans le plan. Cependant si les fibres sont alignées suivant deux directions (0° et 90°), leurs caractéristiques seront deux fois plus faibles que celles du matériau unidirectionnel [179]. Pour obtenir un matériaux quasi-isotrope, les fibres sont posées suivant quatre directions : 0° , $+45^\circ$, -45° et 90° . Un tel drapage divise les caractéristiques du matériau unidirectionnel par quatre.

Bibliographie

- [1] J.-L. Pérez and E. Anterrieu. *Optique : Fondements et applications*. Dunod, 2004.
- [2] H. G. Unger. *Planar optical waveguides and fibres*. Oxford Engineering Science Series, 1977.
- [3] J.-P. Meunier, P. Nouchi, E. Marin, and P. Guenot. *Physique et technologie des fibres optiques*. Hermes Science Publications, 2003.
- [4] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russel, and D.M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21 :1547–1549, 1996.
- [5] J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, and P. Roy. La fibre optique microstructurée air-silice. *Techniques de l'ingénieur, traité Mesures*, 2005.
- [6] K. O. Hill, Y. Fuji, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki. Photosensitivity in optical waveguides : applications to reflection fiber fabrication. *Appl. Phys. Lett.*, 32 :647–649, 1978.
- [7] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn. Formation of bragg gratings on optical fibers by a transverse holographic method. *Opt. Lett.*, 14 :823, 1989.
- [8] P. Coll. Holographically written bragg gratings in photosensitive optical fiber. *research project report. University of Sydney*, 1993.
- [9] W. W. Morey, G. Ball, and G. Meltz. Photo-induced bragg gratings in optical fibers. *Optics and photonics news*, pages 8–14, 1994.
- [10] S. Takeda, Y. Aoki, T. Ishikawa, N. Takeda, and H. Kikukawa. Structural health monitoring of composite wing structure during durability test. *Composites Structures*, 79 :133, 2006.
- [11] Raman Kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press Inc, 1999.
- [12] Andreas Othonos. *Fiber Bragg Gratings : Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Artech House, 1999.
- [13] K.O. Hill and G. Meltz. Fiber bragg grating technology fundamentals and overview. *J. Lightwave Technol.*, 11 :1263–1276, 1997.

- [14] P. Ferdinand. Capteurs à fibres optiques à réseaux de bragg. *Techniques de l'ingénieur, traité Mesures et Contrôle*, 1998.
- [15] J. Martin, S. Lauzon, J. ans Thibault, and F. Ouellette. Novel writing technique of long and highly reflective in-fiber bragg gratings and investigation of the linearly chirped component. In *Optical Fiber Communication Conference*, 1994.
- [16] E.C. Farries, C.M. Ragdale, and D.C.J. Reid. Broadband chirped fiber bragg filters for pump rejection and recycling in erbium doped fibre amplifiers. *Elec. Lett.*, 28 :487–489, 1992.
- [17] Q. Zhang, D.A. Brown, L.J. Reinhart, and T.F. Morse. Linearly and nonlinearly chirped bragg gratings fabricated on curved fibres. *Opt. Lett.*, 20 :1122–1124, 1995.
- [18] Y. Painchaud, A. Chandonnet, and J. Lauzon. Chirped fibre gratings produced by tilting the fibre. *Elec. Lett.*, 31 :171–172, 1995.
- [19] F. Ouellette. Dispersion cancellation using linearly chirped bragg grating filters in optical waveguides. *Opt. Lett.*, 12 :847, 1987.
- [20] T. Erdogan and J. E. Slupe. Tilted fiber phase gratings. *J. Opt. Soc. Amer. A*, 13 :296–313, 1996.
- [21] S. Legoubin, S. Fertein, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, J.F. Bayon, and T. Georges. Formation of moiré grating in core of germanosilicate fibre by transverse holographic double exposure method. *Elec. Lett.*, 27 :1845, 1991.
- [22] Sandra Legoubin. *Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photo-inscrits dans des fibres optiques*. PhD thesis, université des sciences et technologies de Lille, 1994.
- [23] D. Gloge. Weakly guiding fibers. *Appl. Opt.*, 10 :2252, 1971.
- [24] X. Shu, L. Zhan, and I. Bennion. Fabrication and characterisation of ultra-long-period fiber gratings. *Optics Communications*, 203 :277–281, 2002.
- [25] P. Ferdinand. *Capteur à Fibre Optique*. Technique et documentation - Lavoisier, 1992.
- [26] L. Yuan, L. Zhou, and J. Wu. Investigation of a coated optical fiber strain sensor embedded in a linear strain matrix material. *Opt. Laser Eng.*, 35 :251, 2001.
- [27] P. Clark, J. Boriniski, M. Gunther, S. Poland, D. Wigent, and S. Watkins. Modern fibre optic sensors. *Smart Materials Bulletin*, pages 8–11, 2001.
- [28] S. W. James and R. P. Tatam. Optical fiber long-period grating sensors : characteristics and application. *Meas. Sci. Technol.*, 14 :49–61, 2003.

- [29] V. Bhatia and A. M. Vengsarkar. Optical fiber long-period grating sensors. *Opt. Lett.*, 21 :692–694, 1996.
- [30] V. Bhatia, D.K. Campbell, D. Sherr, T.G. D’Alberto, N.A Zabaronick, G.A. Ten Eyck, K.A. Murphy, and R.O. Claus. Temperature-insensitive and strain insensitive long-period grating sensors for smart structures. *Opt. Eng.*, 36 :1872–1876, 1997.
- [31] Cezary kaczmarek03, Tomasz kaczmarek, and Zdzislaw kaczmarek. Fiber bragg grating differential strain sensor. *CADSM’2003*, 2003.
- [32] A. Cusano, A. Iadicicco, P. Pilla, L. Contessa, S. Campopiano, A. Cutolo, and M. Giordano. Cladding mode reorganization in high-refractive-index-coated long periode gratings : effects on the refractive-index sensitivity. *Opt. Lett.*, 30 :2536–2538, 2005.
- [33] X. Shu, L. Zhang, and I. Bennion. Sensitivity characteristics of long period gratings. *J. Lightwave Technol.*, 20 :255–266, 2002.
- [34] I.M. Ishaq, A. Quintela, S.W. James, G.J. Ashwell, J.M. Lopez-Higuera, and R.P. Tatam. Modification of the refractive index response of long period gratings using thin film overlays. *Sensors and Actuators B*, 107 :738–741, 2005.
- [35] Y. Koyamada. Numerical analysis of core-mode to radiation-mode coupling in long-period gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 13 :308–310, 2001.
- [36] O. Duhem, J.-F. Henninot, M. Warenghem, and M. Douay. Demonstration of long-period grating efficient couplings with an external medium of a refractive index higher than that of silica. *Appl. Opt.*, 37 :7223–7228, 1998.
- [37] Y. Jeong, S. Kim, J. Kwon, N. Park, and B. Lee. Control of the characteristics of a long-period grating by cladding etching. *Appl. Opt.*, 39 :2038–2042, 2000.
- [38] K. Chiang, Y. Liu, M. Ng, and X. Dong. Analysis of etched long-period fiber grating and its response to external refractive index. *Elec. Lett.*, 36 :966–967, 2000.
- [39] P. Ferdinand. Réseaux de capteurs à fibres optiques - Mesures et multiplexage. *Techniques de l’ingénieur, traité Mesures et Analyses*, R460, 2008.
- [40] A. Wilson, S. W. James, and R. P. Tatam. Time-Division-Multiplexed interrogation of fibre Bragg grating sensors unusing laser diodes. *Meas. Sci. Technol.*, 12 :181–187, 2001.
- [41] W. W. Morey. Distributed fiber grating sensors. In *Proceedings of the 7th international conference on optical fiber sensors*, 1990.
- [42] R. M. Measures, A. T. Alavie, R. Maaskant, M. Ohn, S. Kaar, and S. Huang. A structurally integrated bragg grating laser sensing system for a carbon fiber prestressed concrete highway bridge. *Smart Mater. Struct.*, 4 :20–30, 1995.

- [43] T. H. T. Chan, L. Yu, H. Y. Tam, Y. Q. Ni, S. Y. Liu, W. H. Chung, and L. K. Cheng. Fiber bragg grating sensors for structural health monitoring of Tsing Ma bridge : background and experimental observation. *Engineering structures*, 28 :648–659, 2006.
- [44] C. K. Lau and K. Y. Wong. *Design, construction and monitoring of the three key cable-supported bridges in Hong Kong*. Lee PKK editor Structures in the new millennium, 1997.
- [45] P. Ferdinand, O. Ferragu, J. L. Lechien, B. Lescop, V. Marty, V. S. Rougeault, G. Pierre, C. Renouf, B. Jarret, Kotrotsios G., V. Neuman, Y. Depeursings, J. B. Michel, M. V. Uffelen, Y. V. Verbandt, and D. Toscano. Mine operating accurate stability control with optical fibre sensing and bragg grating technology : the BRITE-EURAM STABILOS project. *J. Lightwave Technol.*, 13 :1303–1313, 1995.
- [46] P. Ferraro and G. De Natale. On the possible use of optical fiber bragg gratings as strain sensors for geodynamical monitoring. *Optics and Lasers in Engineering*, 37 :115–130, 2002.
- [47] P. Royer. Les capteurs de courant à fibres optiques. *Les techniques de l'ingénieur*, 4 :1016, 1992.
- [48] Y. J. Henderson, N. E. Fisher, and D. A. Jackson. Current metering using fibre-grating based interrogation of conventionnal current transformer. In *Proceedins of the 12th International Conference on Optical Fibre Sensors*, pages 186–189, 1997.
- [49] S. J. Weikel, Zelinger S., C. P. Yakymyshyn, M. Ibrahim, M. Brubaker, and A. Mendez. Convertisseur de tension électro-optique. *CIGRE*, 23 :208, 1996.
- [50] Y. J. Rao, D. J. Webb, D. A. Jackson, L. Zhang, and I. Bennion. In-fiber bragg grating temperature sensor system for medical applications. *J. Lightwave Technol.*, 15 :779–784, 1997.
- [51] L. Ren, G. Song, M. Conditt, P.C. Noble, and H. Li. Fiber Bragg grating displacement sensor for movement measurement of tendons and ligaments. *Appl. Opt.*, 46 :6867–6871, 2007.
- [52] P. D. Foote. Fiber bragg grating strain sensors for aerospace smart structures. *Proc. SPIE*, page 2361, 1994.
- [53] D.R. Hjelm, L. Bjerkan, S. Neegard, J.S. Rambech, and Y.V. Aarsnes. Application of bragg grating sensors in the characterization of scaled marine vehicle modes. *Appl. Opt.*, 36 :328–336, 1997.
- [54] R. Falate, J.L. Fabris, M. Müller, and J. Kalinowski. Long period grating sensor to monitor fuel quality. *Asian Journal of Physics*, 2008.

- [55] Zhengtian Gu and Yanping Xu. Optical fiber long-period grating with solgel coating for gas sensor. *Opt. Lett.*, 31 :2405–2407, 2006.
- [56] P. A. Ronot-Trioli, A. Trouillet, C. Veillas, and H. Gagnaire. Monochromatique excitation of surface plasmon resonance in an optical-fibre refractive-index sensor. *Sensors and actuators*, 54 :589, 1996.
- [57] M.C. Phan Huy, G. Laffont, Y. Frignac, V. Dewynter-Marty, P. Ferdinand, P. Roy, J-M. Blondy, D. Pagnoux, W. Blanc, and B. Dussardier. Fibre bragg grating photowriting in microstructured optical fibres for refractive index measurement. *Meas. Sci. Technol.*, 17 :992, 2006.
- [58] Minh Châu Phan Huy. *Développement de composants transducteurs et de dispositifs aux fonctionnalités innovantes fondés sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg*. PhD thesis, Université de Limoges, 2006.
- [59] P. Ferdinand. Réseaux de capteur à fibres optiques - Applications. *Techniques de l'ingénieur, traité Mesures et Analyses*, R461, 2008.
- [60] S. Takeda, Y. Okabe, and N. Takeda. Delamination detection in CFRP laminates with embedded small-diameter fiber bragg grating sensors. *Composites : Part A*, 33 :971, 2002.
- [61] N. Takeda. Characterization of microscopic damage in composite laminates and real-time monitoring by embedde optical fiber sensors. *International Journal of Fatigue*, 24 :281, 2002.
- [62] J. Botsis, L. Humbert, F. Colpo, and P. Giaccari. Embedded fiber Bragg grating sensor for internal strain measurements in polymeric materials. *Opt. Laser Eng.*, 43 :491–510, 2004.
- [63] L. Sorensen, T. Gmur, and J. Botsis. Residual strain development in an AS4/PPS thermoplastic composite measured using Bragg grating sensors. *Comp. A*, 37 :270–281, 2006.
- [64] C.G. Askins, T.E. Tsai, G.M. Williams, M.A. Putnam, M. Bashkansky, and E.J. Friebel. High reflectivity and narrow bandwith fiber gratings written by single excimer pulse. *Opt. Lett.*, 17(11) :833–835, 1992.
- [65] J.R. Pierce. Coupling of modes of propagation. *J. Appl. Phys.*, 25, 1953.
- [66] A.W. Snyder. Coupled-mode theory for optical fibers. *J. Opt. Soc. Amer. A*, 62(11) :1267, 1972.
- [67] H.A. Haus and W.P. Huang. Coupled-mode theory. In *Proceedings of the IEEE*, volume 79, pages 1505–1518, 1991.

- [68] Emmanuel Marin. *Modélisation des effets des réseaux de Bragg dans les composants à fibres optiques*. PhD thesis, Université Jean-Monnet, Saint-Etienne, 2000.
- [69] A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9 :919–933, 1973.
- [70] X. Daxhelet and M. Kulishov. Theory and practice of long period gratings : when a loss becomes a gain. *Opt. Lett.*, 28 :686, 2003.
- [71] M. Yamada and K. Sakuda. Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach. *Appl. Opt.*, 26(16) :3474–3478, 1987.
- [72] Abdennacer Yahya. *Etude de la formation et transformation des défauts ponctuels dans la silice : influence des traitements thermiques et des irradiations*. PhD thesis, Université Jean-Monnet, Saint-Etienne, 2005.
- [73] D. P. Hand and P. St. J. Russel. Photoinduced refractive index changes in germanosilicate fibers. *Opt. Lett.*, 15 :102, 1990.
- [74] Mathieu Lancry. *Contribution à l'étude de méthodes de sensibilisation de fibres optiques de communication et mécanismes associés*. PhD thesis, Université des sciences et technologies de Lille, 2004.
- [75] C. Fiori and R. A. B. Devine. Ultraviolet irradiation induced compaction and photo-bleaching in amorphous thermal SiO₂. *Mat. Res. Soc. Symp.*, 61 :188, 1986.
- [76] Heru Kuswanto. *Formation et transformation des défauts ponctuels dans les fibres optiques germanosilicates : influence du traitement thermique et de l'insolation UV*. PhD thesis, Université Jean Monnet de St-Etienne, 1992.
- [77] P. J. Lemaire. High pressure hydrogen loading as technique for achieving ultralight uv photosensitivity and thermal sensitivity in ge-doped silica optical fibers. *Elec. Lett.*, 29 :1191, 1993.
- [78] Fatima Bakhti. *Etude et réalisation de filtres passe-bande photo-inscrits dans les fibres optiques*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998.
- [79] R.M. Atkins, P.J. Lemaire, T. Erdogan, and V. Mizrahi. Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses. *Elec. Lett.*, 29 :1234, 1993.
- [80] K. Awazu. Mechanisms of photo-bleaching of 5ev optical absorption band in hydrogen loaded ge-doped silica. *J. Non-Cryst Solids*, 211 :158, 1997.
- [81] A. Hidayat. *Contribution à l'étude de la stabilité des réseaux d'indice inscrits dans les fibres optiques germanosilicates à l'aide d'un laser ArF ou d'un laser Titane-Saphir*

- fonctionnant en régime femtoseconde*. PhD thesis, Université des sciences et technologies de Lille, 2001.
- [82] C. Caucheteur, S. Bette, R. Garcia-Olcina, M. Wuilpart, S. Sales, J. Capmamy, and P. Mégret. Influence of the grating parameters on the polarization properties of fiber bragg grating. *J. Lightwave Technol.*, 27(8) :1000–1010, 2009.
- [83] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. Wyatt, S. T. Davey, and D. L. Williams. All fibre narrow band reflection gratings at 1500nm. *Elec. Lett.*, 26 :730, 1990.
- [84] K.O. Hill, B. Malo, K.AK Vineberg, F. Bilodeau, D.C. Johnson, and I. Skinner. Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings. *Elec. Lett.*, 26(16) :1270, 1990.
- [85] A. M. Vengsarkar. Long period fiber gratings as band rejection filters. *J. Lightwave Technol.*, 14 :58, 1996.
- [86] A. Malki, G. Humbert, Y. Ouerdane, A. Boukhenter, and A. Boudrioua. Investigation of the writing mechanism of electric-arc-induced long-period fiber gratings. *Appl. Opt.*, 42 :3776, 2003.
- [87] A.V. Ivanov and G. Rego. Origin of coupling to antisymmetric modes in arc-induced long-period gratings. *Opt. Express*, 15 :13936–13941, 2007.
- [88] G. Humbert and A. Malki. Electric-arc-induced gratings in non-hydrogenated fibres : fabrication and high-temperature characterizations. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 4 :194–198, 2002.
- [89] G. Rego, R. Falate, O. Ivanov, and J. Luis Santos. Simultaneous temperature and strain measurements performed by a step-changed arc-induced long-period fiber grating. *Appl. Opt.*, 46 :1392–1396, 2007.
- [90] H. Dobb, K. Kalli, and D.J. Webb. Measured sensitivity of arc-induced long-period grating sensors in photonic crystal fiber. *Opt. Com.*, 260 :184–191, 2006.
- [91] J.H. Chong, P. Shum, H. Haryono, A. Yohana, M.K. Rao, C. Lu, and Y. Zhu. Measurements of refractive index sensitivity using long-period grating refractometer. *Opt. Com.*, 229 :65–69, 2004.
- [92] Y.-J. Rao, Y.-P. Wang, Z.-L. Ran, and T. Zhu. Novel fiber-optic sensors based on long-period fiber gratings written by high-frequency CO₂ laser pulses. *J. Lightwave Technol.*, 21 :1320, 2003.
- [93] D. N. Nikogosyan. Long-period gratings in a standard telecom fibre fabricated by high-intensity femtosecond UV and near-UV laser pulses. *Meas. Sci. Technol.*, 17 :960–967, 2006.

- [94] S.A. Slattery and D.N. Nikogosyan. Long-period fiber grating inscription under high-intensity 352 nm femtosecond irradiation : Three-photon absorption and energy deposition in cladding. *Optics Communications*, 255 :81–90, 2005.
- [95] M. Fujimaki, Y. Ohki, J.L. Brebner, and S. Roorda. Fabrication of long-period optical fiber gratings by use of ion implantation. *Opt. Lett.*, 25 :88–89, 2000.
- [96] O. Duhem and M. Douay. Effect of UV-induced birefringence on long-period-grating coupling characteristics. *Elec. Lett.*, 36(5) :416–417, 2000.
- [97] T.J. Eom, Y.J. Kim, I.K. Hong, Y. Chung, W.T. Han, U.C. Paek, and B.H. Lee. Machzender effect in long-period fiber gratings. *Technical digest of OECC*, page 280, 2000.
- [98] A.v. Brakel. *Sensing characteristics of an optical fibre long-period Grating Michelson refractometer*. PhD thesis, Faculty of Engineering, Rand Afrikaans University, 2004.
- [99] T.J. Eom, Y.J. Kim, Y. Chung, W.T. Han, U.C. Paek, and B.H. Lee. Asymmetric transmission spectrum of a long-period fiber grating an its removal using a beam scanning method. *IEICE Transactions on Communications*, E84-B(5) :1241–1246, 2001.
- [100] S. Kannan, J.Z.Y Guo, and P.J. Lemaire. Thermal stability analysis of uv-induced fiber bragg gratings. *J. Lightwave Technol.*, 15 :1478–1483, 1997.
- [101] H. Patrick, S.L. Gilbert, A. Lidgard, and M.D. Gallagher. Annealing of bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber. *Journal of Applied Physics*, 78 :2940, 1995.
- [102] T. Erdogan, V. Mizrahi, P.J. Lemaire, and D. Monroe. Decay of ultraviolet-induced fiber bragg gratings. *J. Appl. Phys.*, 76 :73, 1994.
- [103] D.L. Williams and R.P. Smith. Accelerated lifetime tests on uv written intracore gratings in boron germania codoped silica fiber. *Elec. Lett.*, 31 :2120, 1995.
- [104] S. Pal, T. Sun, K.T.V. Grattan, S.A. Wade, S.F. Collins, B. Baxter, B. Dussardier, and G. Monnom. Non-linear temperature dependence of bragg gratings written in different fibres, optimised for sensor applications over a wide range of temperatures. *Sensors and Actuators A*, 112 :211–219, 2004.
- [105] Y. Zhan, H. Wu, Q. Yang, S. Xiang, and H. He. Fiber grating sensors for high-temperature measurement. *Opt. Laser Eng.*, 46 :349–354, 2008.
- [106] L.A. Ferreira, A.B. Santos, and Farahi. Simultaneous measurement of strain and temperature using interferometrically interrogated fiber bragg grating sensors. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 8 :1519–1521, 1996.
- [107] Y.J. Rao, P.J. Henderson, D.A. Jackson, L. Zhang, and I. Bennion. Simultaneous strain, temperature and vibration mesurement using a multiplexed in-fibre-bragg-grating/fibre-fabry-perot sensos system. *Elec. Lett.*, 33 :2063–2064, 1997.

- [108] V. Bhatia. Applications of long-period gratings to single and multi-parameter sensing. *Opt. Express*, 4 :457–466, 1999.
- [109] Y. Miao, B. Liu, and Q. Zhao. Simultaneous measurement of strain and temperature using tilted fibre bragg grating. *Elec. Lett.*, 44(21), 2008.
- [110] J.H. Lee, W.J. Lee, and N. Park. Comparative study on temperature dependent multichannel gain and noise figure distortion for $1.48\mu\text{m}$ and $0.98\mu\text{m}$ pumped edfas. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10 :1721–1723, 1998.
- [111] J. Jung, H. Nam, J.H. Lee, N. Park, and B. Lee. Simultaneous measurement of strain and temperature by use of a single-fiber bragg grating and an erbium-doped fiber amplifier. *Appl. Opt.*, 38(13) :2749–2751, 1999.
- [112] J.L. Wagener, R.P. Espindola, and A.M. Vengsarkar. Strong higher order fiber bragg gratings written with amplitude masks. In *Tech. Digest. series, 12th OFS conference*, 1997.
- [113] P. Sivanesan, J. Sirkis, V. Venkat, Y.C. Shi, C.J. Reddy, S. Sankaran, and H. Singh. Simultaneous measurement of temperature and strain using a single bragg grating. In *SPIE conference on Sensory Phenomena and Measurement Instrumentation for Smart Structures and Materials*, 1999.
- [114] G.P. Brady, K. Kalli, D.J. Webb, D.A. Jackson, L. Reekie, and J.L. Archambault. Simultaneous measurement of strain and temperature using the first- and second-order diffraction wavelengths of bragg gratings. *IEE Proceedings, Optoelectronics*, 144 :156–161, 1997.
- [115] T. Allsop, L. Zhang, D. J. Webb, and I. Bennion. Discrimination between strain and temperature effects using first and second-order diffraction from a long-period grating. *Opt. Com.*, 211 :103, 2002.
- [116] Y.G. Han, S.B. Lee, C.-S. Kim, J.U. Kang, U.-C. Paek, and Y. Chung. Simultaneous measurement of temperature and strain using long period fiber gratings with controlled temperature and strain sensitivities. *Opt. Express*, 11(5) :476–481, 2003.
- [117] S.W. James, M.L. Dockney, and R.P. Tatam. Simultaneous independent temperature and strain measurement using in-fibre bragg grating sensors. *Elec. Lett.*, 32 :1133–1134, 1996.
- [118] S.T. Oh, W.T. Han, U.C. Paek, and Y. Chung. Discrimination of temperature and strain with a single fbg based on the birefringence effect. *Opt. Express*, 12 :724, 2004.

- [119] O. Frazao, L. Marques, J.M. Marques, J.M. Baptista, and J.L. Santos. Simple sensing head geometry using fibre bragg gratings for strain -temperature discrimination. *Optics communications*, 279 :68–71, 2007.
- [120] V.V. Spirin, M.G. Shlyagin, S.V. Miridov, and I. Marquez. Temperature-insensitive strain measurement using differential double bragg grating technique. *Optics and Laser Technology*, 33 :43–46, 2001.
- [121] M. Song, S.B. Lee, S.S. Choi, and B. Lee. Simultaneous measurement of temperature and strain using two fiber bragg gratings embedded in a glass tube. *Optical Fiber Technology*, 3 :194–196, 1997.
- [122] X. Shu, Y. Liu, D. Zhao, L. Zhang, I. Bennion, and B. Gwandu. Dual-parameter optical waveguide grating sensing device sensor. *World Intellectual Property organization*, WO 03/038493 A1, 2003.
- [123] X. Shu, D. Zhao, L. Zhang, and I. Bennion. Use of dual-grating sensors formed by different types of fiber bragg gratings for simultaneous temperature and strain measurements. *Appl. Opt.*, 43 :2006, 2004.
- [124] A.K. Bey, T. Sun, and K. Grattan. Simultaneous measurement of temperature and strain with long period grating pairs using low resolution detection. *Sensors and Actuators A*, 144 :83–89, 2008.
- [125] A.D. Kersey and H.J. Patrick. Hybrid fiber bragg grating/long period grating sensor for strain/temperature discrimination. *United States Patent*, US005945666A, 1999.
- [126] H. J. Patrick, G. M. Williams, A. D. Kersey, J. R. Pedrazzani, and A. M. Vengsarkar. Hybrid fiber bragg grating/long period fiber grating sensor for strain/temperature discrimination. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8 :1223, 2006.
- [127] M.G. Xu, J.-L. Archambault, L. Reekie, and J.P. Dakin. Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors. *Elec. Lett.*, 30(13) :1085–1087, 1994.
- [128] M. Wang, T. Li, Y. Zhao, H. Wei, Z Tong, and S. Jian. Simultaneous measurement of strain and temperature using dual-period fiber grating. *Proc. SPIE*, 4579 :265, 2001.
- [129] M. Wang, T. Li, Y. Zhao, H. Wei, Z Tong, and S. Jian. Simultaneous measurement of strain and temperature using dual period fibre grating. *Opt. Express*, 11 :476, 2003.
- [130] B.-O. Guan, H.-Y. Tam, X.-M. Tao, and X.-Y. Dong. Simultaneous strain and temperature measurement using a superstructure fiber bragg grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(6) :675–677, 2000.

- [131] H. Chi, X.-M. Tao, D.-X. Yang, and K.-S. Chen. Simultaneous measurement of axial strain, temperature, and transverse load by a superstructure fiber gratings. *Opt. Lett.*, 26(24) :1949–1951, 2001.
- [132] F. Farahi, D.J. Webb, J.D.C. Jones, and D.A. Jackson. Simultaneous measurement of temperature and strain : Cross-sensitivity considerations. *J. Lightwave Technol.*, 8(2) :138–142, 1990.
- [133] S. Triollet, L. Robert, E. Marin, and Y. Ouerdane. Discriminated measures of strain and temperature in metallic specimen with embedded superimposed long and short fibre Bragg gratings. *accepted Meas. Sci. Technol.*, 2010.
- [134] M. Neuilly. Erreurs de mesure. *Techniques de l'ingénieur, traité Mesure : généralité*, R280 :1–22, 1987.
- [135] Leukos. <http://www.leukos-systems.com>, consulté le 8 octobre 2010.
- [136] Mustafa Demirel. *Contribution à l'optimisation des mesures de température et de déformation par capteur à fibre optique à réseaux de Bragg : Application au procédé de fabrication des composites par infusion de résine*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2009.
- [137] D. Petit and D. Maillet. Techniques inverses et estimation de paramètres. partie 1. *Techniques de l'Ingénieur*, AF-4-515, 2008.
- [138] S. Triollet, L. Robert, E. Marin, and Y. Ouerdane. Strain and temperature measurements based on superimposed Long and Short Period Fiber Bragg Grating sensors. In *Photonics 2008 - International conference on fiber optics and photonics, New Dehli, India*, page 4, 2008.
- [139] W. Jin, W.C. Michie, G. Thursby, M. Konstantaki, and B. Culshaw. Simultaneous measurement fo strain and temperature : error analysis. *Opt. Eng.*, 36 :598, 1997.
- [140] R. Mafi, S.M. Mirabedini, M.M. Attar, and S. Moradian. Cure characterization of epoxy and polyester clear powder coatings using Differential Scanning Calorimetry (DSC) and Dynamic Mechanical Thermal Analysis (DMTA). *Process in Organic Coatings*, 54 :164, 2005.
- [141] W. Stark, H. Goering, U. Michel, and H. Bayerl. Online monitoring of thermoset post-curing by dynamic mechanical thermal analysis DMTA. *Polymer testing*, 28 :561, 2009.
- [142] D. Rosu, C.N. Cascaval, F. Mustata, and C. Ciobanu. Cure kinetics of epoxy resins studied by non-isothermal DSC data. *Thermochimica Acta*, 383 :119, 2002.

- [143] E. Schmachtenberg, J. Schultze zur Heide, and J. Töpker. Application of ultrasonics for the process control of Resin Transfer Moulding (RTM). *Polymer Testing*, 24 :330, 2005.
- [144] A. McIlhagger, D. Brown, and B. Hill. Development of a dielectric system for the on-line cure monitoring of the resin transfer moulding process. *Composites : Part A*, 31 :1373, 2000.
- [145] M. Mulle, F. Collombet, P. Olivier, and Y.-H. Grunevald. Assessment of cure-residual strains through the thickness of carbon-epoxy laminates using FBGs Part I : Elementary specimen. *Composites : Part A*, 40 :94, 2009.
- [146] S. Triollet, L. Robert, E. Marin, and Y. Ouerdane. Liquid Resin Infusion process monitoring with embedded superimposed long period and short period Bragg grating sensor. In *International Conference on Experimental Mechanics (ICEM'14), Poitiers, France*, page 4, 2010.
- [147] J.K. Gillham. Curing. *Encyclopedia of Polymer Science and Engineering*, 4 :322–382, 1986.
- [148] C. Barrère and F. Dal Maso. Résines époxy réticulées par des polyamines : structure et propriétés. *Revue de l'institut français du pétrole*, 52 :317–335, 1997.
- [149] Michail C. Kazilas. *Acquisition and Interpretation of Dielectric Data for Thermoset Cure Monitoring*. PhD thesis, Cranfield University, School of Industrial and Manufacturing Science, 2003.
- [150] J.A. Nairn and P. Zoller. Matrix solidification and the resulting residual thermal-stresses in composites. *J. Mater. Sci.*, 20 :355–367, 1985.
- [151] J.P. Favre. Residual thermal stresses in fibre reinforced composite materials - a review. *J. Mech. Behavior Mater.*, 1 :37–53, 1988.
- [152] J.A. Barnes and G.E. Byerly. The formation of residual-stresses in laminated thermoplastic composites. *Compos. Sci. Technol.*, 51 :479–494, 1994.
- [153] J.A.E. Manson and J.C. Seferis. Process Simulated Laminate (PSL) - a methodology to internal-stress characterization in advanced composite-materials. *J. Compos. Mater.*, 26 :405–431, 1992.
- [154] M. Mulle, F. Collombet, P. Olivier, R. Zitoune, C. Huchette, F. Laurin, and Y.-H. Grunevald. Assessment of cure-residual strains through the thickness of carbon-epoxy laminates using FBGs Part II : Technological specimen. *Composites : Part A*, 40 :1534, 2009.

- [155] S. Montserrat. Calorimetric measurement of the maximum glass transition temperature in a thermosetting resin. *J. Thermal Anal. Cal.*, 40 :553–563, 1993.
- [156] K.P. Menard. *Dynamic Mechanical Analysis : A Practical Introduction*. CRC Press, 1999.
- [157] G. Tsamasphyros, K. Kalkanis, N. Pantelidis, M. Tur, Y. Botsev, N. Gorbatov, G. Maistros, M. Kazilas, S. Ronen, U. Ben-Simon, I. Kressel, A.K. Green, R. Chemama, E. Inglisian, F. Voelkermeier, and F. Fisher. Combined application of bragg gratings and dielectric sensors for the cure monitoring of bonded composite repairs. In *20th International Conference on Optical Fibre Sensors, Edinburgh, UK*, 2009.
- [158] M.J. O’Dwyer, G.M. Maistros, S.W. James, R.P. Tatam, and I.K. Partridge. Relating the state of cure to the real-time internal strain development in a curing composite using in-fibre bragg gratings and dielectric sensors. *Meas. Sci. Technol.*, 9 :1153, 1998.
- [159] M. Giordano, A. Laudati, J. Nasser, L. Nicolais, A. Cusano, and A. Cutolo. Monitoring by a single fiber bragg grating of the process induced chemo-physical transformations of a model thermoset. *Sensors and Actuators A*, 113 :166, 2004.
- [160] J.S. Leng and A. Asundi. Real-time cure monitoring of smart composite materials using extrinsic fabry-perot interferometer and fiber bragg grating sensors. *Smart Mater. Struct.*, 11 :249–255, 2002.
- [161] V. Antonucci, M. Giordano, A. Cusano, J. Nasser, and L. Nicolais. Real time monitoring of cure and gelification of thermoset matrix. *Compos. Sci. Technol.*, 66 :3273, 2006.
- [162] F. Bosia, J. Botsis, M. Facchini, and P. Giaccari. Deformation characteristics of composite laminates-part I : speckle interferometry and embedded bragg grating sensor measurements. *Compos. Sci. Technol.*, 62 :41–54, 2002.
- [163] V.M. Murukeshan, P.Y. Chan, L.S. Ong, and L.K. Seah. Cure monitoring of smart composites using fiber bragg grating based embedded sensors. *Sensors and Actuators A*, 79 :153, 2000.
- [164] F. Colpo, L. Humbert, and K. Botsis. Characterisation of residual stresses in a single fibre composite with FBG sensor. *Compos. Sci. Technol.*, 67 :1830–1841, 2007.
- [165] F. Berbain and A. Chevalier. Mise en oeuvre des composites : Méthodes et matériels. *Techniques de l’Ingénieur*, A-3720, 1997.
- [166] P. Wang, S. Drapier, J. Molimard, A. Vautrin, and J.-C. Minni. Characterization of Liquid Resin Infusion (LRI) filling by fringe pattern projection and in situ thermocouples. *Composites : Part A*, 41 :36, 2010.

- [167] P. Parneix and D. Lucas. Matériaux composites en construction navale militaire. *Techniques de l'Ingénieur*, AM-5660, 2000.
- [168] C. Williams, J. Summerscales, and S. Grove. Resin Infusion under Flexible Tooling (RIFT) : a review. *Composites Part A*, 27 :517–524, 1996.
- [169] K.S. Jagadeesh, J. Gururaja Rao, K. Shashikiran, S. Suvarna, S.Y. Ambekar, M. Salletore, C. Biswas, and A.V. Rajanna. Cure kinetics of multifunctional epoxies with 2,2'-dichloro-4,4'-diaminodiphenylmethane as hardener. *Journal of Applied Polymer Science*, 77 :2097, 1999.
- [170] C.N. Cascaval, D. Rosu, and A. Stoleriu. Curing of some epoxy-acrylate glycidyl ethers based on para-alkyl substituted phenols. *Polymer Degradation and Stability*, 55 :281, 1997.
- [171] D. Rosu, F. Mustata, and C.N. Cascaval. Investigation of the curing reactions of some multifunctional epoxy resins using differential scanning calorimetry. *Thermochimica Acta*, 370 :105, 2001.
- [172] S. Triollet, L. Robert, E. Marin, and Y. Ouerdane. Capteur à fibre optique pour le suivi de la réticulation d'une résine époxy. In *29ème Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Besançon, France*, page 3, 2010.
- [173] X.A. Aduriz, C. Lupi, N. Boyard, J.-L. Bailleul, D. Leduc, V. Sobotka, N. Lefèvre, X. Chapeleau, C. Boisrobert, and D. Delaunay. Quantitative control of RTM6 epoxy resin polymerisation by optical index determination. *Compos. Sci. Technol.*, 67 :3196, 2007.
- [174] S. Khaliq, S.W. James, and R.P. Tatam. Enhanced sensitivity fibre optic long period grating temperature sensor. *Meas. Sci. Technol.*, 13 :792–795, 2002.
- [175] NETZSCH-Gerätebau sarl. DEA instrumentation et accessoires pour le suivi de réticulation. *Données techniques et commerciales*, 2010.
- [176] P.I. Karkanas and I.K. Partridge. Cure Modeling and Monitoring of Epoxy/Amine Resin System. II. Network Formation and Chemoviscosity Modeling. *J. app. polymer sci.*, 77 :2178–2188, 2000.
- [177] A.W. Snyder and W.R. Young. Modes of optical waveguides. *J. Opt. Soc. Amer. A*, 68(3) :297–309, 1978.
- [178] M. Chatain. Matériaux composites : présentation générale. *Techniques de l'Ingénieur*, AM 5-000, 2001.
- [179] J.-J. Barrau and D. Guedra Degeorges. Structures en matériaux composites. *Techniques de l'Ingénieur*, BM-5080, 2004.

- [180] A. Giocosa. Les composites dans l'industrie automobile. *Techniques de l'Ingénieur*, AM 5-600, 1999.