

**Titre:** Fabrication et applications des réseaux de Bragg ultra-longs  
Title:

**Auteur:** Mathieu Gagné  
Author:

**Date:** 2015

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Gagné, M. (2015). Fabrication et applications des réseaux de Bragg ultra-longs [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.  
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1876/>

## Document en libre accès dans PolyPublie

Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/1876/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de recherche:** Raman Kashyap  
Advisors:

**Programme:** Génie physique  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

FABRICATION ET APPLICATIONS DES RÉSEAUX DE BRAGG ULTRA-LONGS

MATHIEU GAGNÉ

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION

DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR

(GÉNIE PHYSIQUE)

JUILLET 2015

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée:

FABRICATION ET APPLICATIONS DES RÉSEAUX DE BRAGG ULTRA-LONGS

présentée par : GAGNÉ Mathieu

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiae doctor

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

Mme SANTATO Clara, Doctorat, présidente

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

M. PETER Yves-Alain, Doctorat, membre

M. PICHÉ Michel, Ph. D., membre externe

## **REMERCIEMENTS**

Je tiens d'abord à remercier mon directeur de recherche, le Professeur Raman Kashyap, qui m'a guidé à travers la réalisation de ce projet de doctorat ainsi que de mon projet de maîtrise et sans qui rien de tout cela n'eût été possible. Merci pour les nombreuses idées originales, les conseils et l'optimisme constant m'ont été d'une aide précieuse dans la réalisation de ce projet.

Merci aussi à mes collègues Jérôme Lapointe, Elton Suares de Lima, Sébastien Loranger, Victor Lambin Iezzi, Mohammad Diaad, Mamoun Wahbeh and Meenu Alhawat qui m'ont accompagné au cours des années et avec qui j'ai eu de nombreuses discussions qui ont contribué à l'évolution du projet.

Je tiens aussi à remercier le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en génie du Canada (CRSNG) pour leur appui financier à mes études à travers le programme de bourses Alexander Graham Bell.

Finalement, merci à Emmanuelle Labrie pour l'encouragement quotidien à me surpasser.

## RÉSUMÉ

Cette thèse présente les principales réalisations accomplies dans le cadre du projet de doctorat. Cette soumission par articles présente quatre publications effectuées au cours du projet de recherche ayant comme thème central les réseaux de Bragg.

Réalisée pour la première fois en 1978, l'écriture par laser ultra-violet (UV) de réseaux de Bragg à fibre est de nos jours une technique mature et répandue autant en industrie qu'en milieu académique. Leur propriété de réfléchir la lumière se propageant au travers des fibres optiques a mené à diverses applications en télécommunications, en lasers, ainsi qu'en divers capteurs de température, force, pression et indice de réfraction. La technique établie de fabrication se base généralement sur l'utilisation d'un masque de phase, élément relativement coûteux dont les caractéristiques se répercuteront sur le réseau de Bragg obtenu lors de son balayage par rayon UV. La fibre optique étant photosensible à ces longueurs d'onde, un motif périodique (le réseau de Bragg) peut y être « écrit ». La longueur maximale, la période, sa variation à travers le réseau (le chirp), le contraste d'indice et l'apodisation sont tous des caractéristiques qui pourront dépendre du masque de phase utilisé.

Le premier objectif du projet de recherche est d'arriver à passer outre cette forte dépendance aux caractéristiques du masque de phase dans l'écriture des réseaux de Bragg sans faire de compromis sur la qualité des composants obtenus. Ce dernier aspect est ce qui démarque particulièrement les techniques présentées par cette thèse des autres techniques présentées dans la littérature. La démarche fondamentale pour obtenir des réseaux ultra-longs de profils arbitraires consiste à substituer l'approche de balayer le laser UV à travers le masque de phase par une approche où le faisceau est fixe et où la fibre se déplace au travers du faisceau. Pour obtenir un motif périodique, les franges d'interférence elles-mêmes qui doivent se déplacer en tandem avec la fibre. Pour ce faire, deux techniques sont utilisées : une ayant recours à des modulateurs de phase électro-optiques placés dans chaque bras d'un interféromètre Talbot et l'autre utilisant un masque de phase monté sur actionneur piézoélectrique. Une nouvelle approche utilisant un déplacement fin de l'interféromètre est démontré pour la première fois comme étant essentielle à l'obtention de réseaux de Bragg ultra-longs de haute qualité. Des réseaux de Bragg ultra-longs (jusqu'à 1 mètre) de haute qualité (i.e. dont le spectre de transmission correspond aux prédictions théoriques) sont obtenus pour la première fois.

La possibilité d'obtenir des réseaux de Bragg ultra-longs, i.e. d'une longueur supérieur à 10 cm (environ la longueur maximale d'un masque de phase), de haute qualité ouvre la porte à une vaste gamme d'applications autrement impossibles avec la technologie de réseaux de Bragg courts. Les réseaux de Bragg ultra-longs offrent des caractéristiques uniques telles qu'en autres : une très haute réflectivité, une dispersion élevée sur mesure ainsi qu'une très faible largeur de bande. Ces caractéristiques peuvent par exemple être utilisées pour faire du traitement de signal avancé, pour des applications de propagation non-linéaire, pour obtenir des lasers à fibre à rétroaction répartie et des compensateurs de dispersion pour les télécommunications ou pour des applications en tomographie optique.

Le second objectif du projet est l'utilisation des réseaux de Bragg ultra-longs obtenus comme cavité de lasers à fibre. Beaucoup de recherches ont été effectuées au cours des dernières années sur ces lasers, particulièrement sur les lasers à rétroaction répartie qui confondent le milieu de gain avec le réseau de Bragg. Une nouvelle approche de laser aléatoire à fibre est présentée. Celle-ci se base sur l'insertion passive ou active de sauts de phase tout au long du réseau de Bragg afin d'obtenir un phénomène appelé *localisation de la lumière* qui est l'équivalent optique de la localisation d'Anderson. Ce phénomène ondulatoire complexe a la propriété unique de rendre analogue à la réflexion d'un cristal photonique uniforme la diffusion aléatoire de la lumière parmi les différents éléments d'un milieu désordonné. Étant communément réalisé à l'intérieur de poudres fines dont les propriétés doivent respecter certaines contraintes, sa réalisation unidimensionnelle est grandement simplifiée au long d'une fibre optique. Deux lasers aléatoires à fibre ayant recours à la localisation de la lumière, l'un basé sur une fibre dopée à l'erbium et l'autre la diffusion Raman, sont démontrés pour la première fois et comparés à des lasers à rétroaction répartie traditionnels.

## ABSTRACT

This thesis presents the principal accomplishments realized during the PhD project. The thesis is presented by publication format and is a collection of four published articles having fiber Bragg gratings as a central theme.

First achieved in 1978, UV writing of fiber Bragg gratings is nowadays a common and mature technology being present in both industry and academia. The property of reflecting light guided by optical fibers lead to diverse applications in telecommunication, lasers as well as several types of sensors. The conventional fabrication technique is generally based on the use of generally expensive phase masks which determine the obtained characteristics of the fiber Bragg grating. The fiber being photosensitive at those wavelengths, a periodic pattern can be written into it. The maximal length, the period, the chirp, the index contrast and the apodisation are all characteristics that depend on the phase mask.

The first objective of the research project is to be able to go beyond this strong dependance on the phase mask without deteriorating grating quality. This is what really sets apart the technique presented in this thesis from other long fiber Bragg grating fabrication techniques available in the literature. The fundamental approach to obtain ultra long fiber Bragg gratings of arbitrary profile is to replace the scheme of scanning a UV beam across a phase mask to expose a fixed fiber by a scheme where the UV beam and phase mask are fixed and where the fiber is moving instead. To obtain a periodic index variation, the interference pattern itself must be synchronized with the moving fiber. Two variations of this scheme were implanted: the first one using electro-optical phase modulator placed in each arm of a Talbot interferometer and the second one using a phase mask mounted on a piezo electric actuator. A new scheme that imparts fine movements of the interferometer is also implemented for the first time and showed to be essential to achieve high quality ultra long fiber Bragg gratings. High quality theory matching ultra long fiber Bragg gratings up to 1 meter long are obtained for the first time.

The possibility of fabricating high quality ultra long fiber Bragg grating of more than 10 cm (approximately the maximal phase mask length) opens a variety of new applications otherwise impossible with short fiber Bragg grating technology. Ultra long fiber Bragg gratings have unique characteristics such as high reflectivity, high dispersion and ultra narrow bandwidth. Those characteristics can be used to do advanced signal processing, non linear propagation

experiments, distributed feedback fiber lasers and dispersion compensator for telecommunication or optical tomography.

The second objective of this project is to use these ultra-long fiber Bragg gratings as an optical cavity for fiber lasers. A lot of research in the past years have been concentrated on those lasers, particularly on distributed feedback fiber lasers where the gratings spans all the gain media. A new random fiber laser configuration is presented. It is based on passive or active insertion of phase shifts along the Bragg grating to obtain a phenomenon called *light localization* which is the optical equivalent of Anderson localization. This complex wave phenomenon has the unique property to mimic the reflection of a uniform photonic crystal with the random diffusion of light among the elements of a random media. Being commonly obtained in fine powders which must respect a certain set of rules, the realization of 1D structures is vastly simplified in optical fibers. Two random fiber laser schemes based on light localization, one using erbium dopant and the other one Raman scattering, are demonstrated for the first time and compared to traditional distributed feedback fiber lasers.

## TABLES DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS .....	III
RÉSUMÉ.....	IV
ABSTRACT .....	VI
TABLES DES MATIÈRES .....	VIII
LISTE DES ABRÉVIATIONS .....	XII
LISTE DES ANNEXES .....	XIII
LISTE DES FIGURES .....	XIV
INTRODUCTION.....	1
Objectifs et plan de la thèse.....	6
CHAPITRE 1 INTRODUCTION AUX RÉSEAUX DE BRAGG.....	9
1.1    Concepts de base .....	9
1.2    Photosensibilité .....	10
1.3    Réseaux de Bragg uniformes.....	13
1.3.1    Réflectivité .....	14
1.3.2    Largeur de bande .....	16
1.4    Réseaux de Bragg non uniformes.....	17
1.4.1    Apodisation .....	17
1.4.2    Chirp.....	18
1.4.3    Sauts de phase .....	19
1.5    Simulations numériques .....	20
1.6    Techniques de fabrication conventionnelles .....	21
1.7    Techniques de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs .....	24
1.7.1    Revue des techniques existantes .....	24

1.7.2	Fabrication à l'aide de modulateurs électro-optiques .....	26
1.7.3	Fabrication par déplacement du masque de phase .....	32
1.7.4	Montage expérimental.....	34
1.7.5	Cartographie de la fibre et déplacement de l'interféromètre lors de l'écriture .....	40
<b>CHAPITRE 2 RÉSEAUX DE BRAGG ULTRA-LONGS ET LASERS À FIBRE .....</b>		<b>43</b>
2.1	Lasers à fibre .....	43
2.1.1	Pompe et gain .....	44
2.1.2	Lasers DBR .....	47
2.1.3	Lasers DFB .....	47
2.2	Lasers à fibre aléatoires.....	48
2.2.1	Types ou régimes de laser aléatoire .....	50
<b>CHAPITRE 3 ARTICLE 1: FABRICATION OF HIGH QUALITY, ULTRA-LONG FIBER BRAGG GRATINGS: UP TO 2 MILLION PERIODS IN PHASE.....</b>		<b>55</b>
3.1	Authors .....	55
3.2	Abstract .....	55
3.3	Introduction .....	56
3.4	Fabrication setup .....	57
3.5	Writing process analysis.....	59
3.6	Results .....	61
3.6.1	The EOPM interferometer.....	61
3.6.2	Piezo-mounted phase mask interferometer .....	64
3.6.3	Optical backscatter interferometry analysis .....	66
3.6.4	Fabrication of chirped FBGs .....	67
3.7	Conclusion.....	69

CHAPITRE 4 ARTICLE 2: NEW NANOSECOND Q-SWITCHED ND:YVO<sub>4</sub> LASER FIFTH HARMONIC FOR FAST HYDROGEN-FREE FIBER BRAGG GRATING FABRICATION 71

4.1	Authors .....	71
4.2	Abstract .....	71
4.3	Introduction .....	72
4.4	Experimental setup .....	74
4.5	Results .....	74
4.5.1	Photosensitivity of B/Ge doped fiber .....	75
4.5.2	Photosensitivity of Corning SMF28 fiber .....	77
4.5.3	Photosensitivity of CorActive Er doped polarization maintaining fiber .....	78
4.6	Discussion .....	80
4.7	Conclusion .....	83
4.8	Acknowledgements .....	83

CHAPITRE 5 ARTICLE 3: DEMONSTRATION OF A 3 MILLIWATT THRESHOLD ER-DOPED RANDOM FIBER LASER BASED ON A UNIQUE FIBER BRAGG GRATING .... 84

5.1	Authors .....	84
5.2	Abstract .....	84
5.3	Introduction .....	85
5.4	Fiber Bragg grating fabrication technique .....	87
5.5	Characterization of random fiber lasers .....	90
5.6	Conclusion .....	93
5.7	Acknowledgments .....	93

CHAPITRE 6 ARTICLE 4: RANDOM FIBER BRAGG GRATING RAMAN FIBER LASER ..... 95

6.1	Authors .....	95
6.2	Abstract .....	95
6.3	Introduction .....	96
CHAPITRE 7 DISCUSSION GÉNÉRALE .....		105
7.1	Résultats complémentaires .....	105
7.1.1	Réseaux de Bragg ultra-longs .....	105
7.1.2	Réseaux de Bragg complexes.....	106
7.1.3	Laser aléatoire à fibre .....	108
7.1.4	Photosensibilité avec laser 224 nm .....	117
7.2	Analyse du processus d'écriture de réseaux de Bragg ultra-longs.....	120
7.2.1	Effet de la déformation mécanique .....	121
7.2.2	Effet de la déviation de la fibre par rapport aux faisceaux.....	122
7.2.3	Effet du déplacement de l'interféromètre lors de l'écriture du réseau .....	125
7.2.4	Autres sources d'erreurs.....	129
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS .....		132
BIBLIOGRAPHIE .....		136
ANNEXE .....		145

## **LISTE DES ABRÉVIATIONS**

UV	Ultra-violet
FBG	Réseaux de Bragg à fibre
DFB	Rétroaction répartie (distributed feedback)
EDFA	Amplificateurs à fibre dopée à l'erbium
FP	Fabry-Perot

**LISTE DES ANNEXES**

Annexe - Liste de publications.....	145
-------------------------------------	-----

## LISTE DES FIGURES

<p>Figure 1. Représentation schématique d'un réseau de Bragg à fibre. <math>\lambda_B</math> : la longueur d'onde de Bragg; L : la longueur du réseau; <math>n_{co}</math> : indice du cœur; <math>\Delta n</math> : la modulation d'indice; <math>\overline{\Delta n}</math> : indice moyen; <math>\Lambda</math> : la période du réseau.....</p> <p>Figure 2. Exemple d'un spectre de réflexion d'un réseau de Bragg uniforme de 10 mm de -3 dB à une longueur d'onde de Bragg de 1550 nm calculée à l'aide du logiciel MATLAB. ....</p> <p>Figure 3. Exemple d'un spectre de réflexion et de dispersion d'un réseau de Bragg chirpé de 100 mm calculée à l'aide du logiciel MATLAB.....</p> <p>Figure 4. Exemple de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg chirpé de 10 mm calculée à l'aide du logiciel MATLAB.....</p> <p>Figure 5. Schéma du montage de masque de phase.....</p> <p>Figure 6. Schéma d'un interféromètre Talbot.....</p> <p>Figure 7. Schéma du montage proposé par Asseh et al [16].....</p> <p>Figure 8. a) Schéma de l'interféromètre illustrant le principe utilisé pour l'obtention d'un mouvement des franges d'interférence. (b) Graphique de l'évolution temporelle de la phase associée à chaque modulateur de phase (en rouge et en bleu). .....</p> <p>Figure 9. Schéma des divers paramètres de désynchronisation de la fonction du déplacement des franges en fonction du temps. En bleu, la fonction associée à un processus synchronisé. En rouge la fonction associée à un processus désynchronisé.....</p> <p>Figure 10. Graphique du déplacement de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la fréquence appliquée <math>f'</math> pour une fréquence de synchronisation de 500 Hz. ....</p> <p>Figure 11. Graphique de la visibilité en fonction du voltage appliqué pour différentes fréquences du signal pour une fréquence centrale de 500 Hz. ....</p> <p>Figure 12 Graphique de la visibilité en fonction de la fréquence du signal pour différentes valeurs de rapport de voltage appliqué <math>e = V'/V_\pi</math> .....</p>	<p>10</p> <p>16</p> <p>19</p> <p>19</p> <p>22</p> <p>23</p> <p>25</p> <p>26</p> <p>28</p> <p>29</p> <p>30</p> <p>30</p>
---	---

Figure 13. Graphique de la largeur de faisceau maximale approximative nécessaire pour écrire un réseau de Bragg ayant un chirp de $2\Delta\lambda'$ .....	31
Figure 14. Schéma du montage d'interféromètre. À noter que le faisceau UV est ici incident à la verticale. .....	32
Figure 15. Réponse du piézo (orange) en fonction du voltage appliquée (bleu). .....	33
Figure 16. Schéma de la station FABULAS. ....	34
Figure 17. Photographie des systèmes de déplacement. ....	36
Figure 18. Schéma de l'interféromètre à modulateurs de phase électro-optiques. ....	37
Figure 19. Schéma de la cellule Pockels. La propagation est selon l'axe $z$ et le champ électrique est appliqué selon l'axe $x$ . ....	38
Figure 20. Schéma du système de cartographie de la position de la fibre optique. ....	41
Figure 21. Interface de cartographie de la fibre optique. ....	42
Figure 22. Diagramme des niveaux d'énergie de l'erbium. ....	45
Figure 23. Diagramme de transition de l'émission Raman stimulée. ....	46
Figure 24. Schéma d'un montage de laser aléatoire basé sur la diffusion de Rayleigh. ....	51
Figure 25 Schematics of the grating writing Talbot interferometers. (a) EOPM interferometer. (b) Piezo mounted phase mask interferometer.....	57
Figure 26. Example of fiber position mapping showing deviation versus fiber position along its length for both axes. ....	58
Figure 27. Illustrations of (a) misaligned phase mask and (b) non perpendicular UV beam. As the interferometer is moved, the beam scans across the phase mask (in red). ....	59
Figure 28. Bragg wavelength shift as a function of the fiber position for different phase mask angles for the data shown in Fig. 41.....	60
Figure 29. Bragg wavelength shift as a function of the fiber position for different incident beam angles for the data shown in Fig. 2.....	60

Figure 30. Experimental (written with the EOPM technique) and computed transmission spectrum of a 30 cm FBG. ....	62
Figure 31. Experimental and computed group delay spectrum of a 30 cm long FBG.....	62
Figure 32. Experimental and computed dispersion spectra of a 30 cm long FBG written by the EO modulator technique.....	63
Figure 33. Experimental (colored) and computed (in dash) of (a) transmission spectrum and (b) reflection spectrum of a 1 meter long FBG written by the EOPM technique. ....	64
Figure 34. Experimental (colored) and computed (in dash) of (a) transmission spectrum and (b) reflection spectrum of a 100 mm long uniform FBGs written by the EOPM technique. Sampling at 3pm, masks the resolution in the measured spectra. ....	64
Figure 35. Experimental (colored) and computed (in dash) of (a) transmission spectrum and (b) reflection spectrum of a 1 meter long FBGs written by the piezo-mounted phase mask technique. ....	65
Figure 36. Backscattering amplitude of two 50 cm long sections of a single 1 m long FBG. The left side of the FBG was written with the position feedback on and the right half of the FBG with interferometer fixed without feedback. ....	66
Figure 37. Reflectivity spectra of two 50 cm long FBG written consecutively with and without the position feedback scheme.....	67
Figure 38. Experimental and computed transmission spectrum of a 5 mm long continuously chirped FBG fabricated by sweeping the piezo frequency. ....	68
Figure 39. Experimental and computed transmission spectrum of a 1 meter long step-chirped FBG fabricated by varying the writing speed. ....	69
Figure 40. Schematic of the fabrication setup.....	73
Figure 41. Growth of the index modulation $\Delta n_{\text{mod}}$ for a 2.7 mm FBG written in a B/Ge doped fiber for different powers. ....	75
Figure 42. Initial index modulation growth rate as a function of power.....	76
Figure 43. Transmission spectrum of a 2.7 mm FBG written in a B/Ge doped fiber. ....	76

Figure 44. Growth of the index modulation $\Delta n_{\text{mod}}$ for a 5 mm FBG written in a SMF28 fiber for different powers.....	77
Figure 45. Transmission spectrum of a 5 mm FBG written in a SMF28 fiber. ....	78
Figure 46. Growth of the index modulation $\Delta n_{\text{mod}}$ for a 6.5 mm FBG written in a Coractive polarization maintaining Er doped fiber.....	79
Figure 47. Transmission spectrum of a 6.5 mm FBG written on a Coractive polarization maintaining Er doped fiber.....	79
Figure 48. Emission spectrum of a 20 cm fiber laser.....	80
Figure 49. Schematic of the interferometer. SL: spherical lens; PM: phase mask; EOPM: electro-optical phase modulators.....	87
Figure 50. Reflection spectrum of a 30 cm long grating made from hydrogenated Er-doped PM fiber. ....	88
Figure 51. Transmission spectrum of a 30 cm long grating made from hydrogenated Er-doped PM fiber.....	88
Figure 52. Laser power as a function of the pump power for a 20 cm gratings with 976 and 1480 nm pump lasers.....	90
Figure 53. Laser emission spectra of the 20 cm RFL for a 120 mW pump power at 1480 nm measured a few seconds apart. ....	91
Figure 54. Laser emission spectrum of the 30 cm RFL for a 120 mW pump power at 976 nm....	92
Figure 55. Random FBG phase profile sample over 50 mm.....	98
Figure 56. Transmission spectrum of a: (a) 26 mm, (b) 100 mm and (c) 1000 mm random FBG. Note that the transmission dip of the 1000 mm RFBG spectrum is limited by the resolution of the swept wavelength source (SWS) and exceeds the apparent $\sim -50$ dB shown in the figure. ....	99
Figure 57. RFBG-RRFL experimental setup. ....	100
Figure 58. Laser output power as a function of the injected pump power. ....	101
Figure 59. Forward emission spectra of the RFBG-RRFL at different pump powers. ....	102

Figure 60. Delayed self-heterodyne RF spectra of the Raman random FBG laser for a pump power of 3 W.....	103
Figure 61. RIN spectrum over a 6 GHz span.....	104
Figure 62. Spectre de transmission d'un réseau de Bragg de 1 mètre inscrit dans une fibre SMF28 hydrogénée. ....	106
Figure 63. Spectre de transmission d'un réseau de Bragg de 5 mm chirpé et apodisé inscrit dans une fibre SMF28 hydrogénée. ....	107
Figure 64. Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de type DFB de 1 cm. ....	108
Figure 65. Spectre d'émission du laser aléatoire présenté au chapitre 3.....	109
Figure 66. Schéma des niveaux d'énergie lors de l'interaction ion-ion.....	110
Figure 67. Puissance moyenne mesurée et cadence des impulsions du laser aléatoire à fibre en fonction du courant de pompe.....	111
Figure 68. Exemple de mesure de l'intensité en fonction du temps lorsque la puissance émise est sur une pente descendante. ....	113
Figure 69. Exemple de mesure de l'intensité en fonction du temps après une augmentation drastique de la puissance du laser (à noter que l'échelle verticale est à 100 mV par graduation, contrairement à la figure précédente où l'échelle est à 50 mV par graduation). .....	114
Figure 70. Puissance émise mesurée en fonction de la puissance de pompe du laser aléatoire à fibre dopée Er/Yb. ....	116
Figure 71. Spectre d'émission du laser aléatoire à fibre dopée Er/Yb. ....	116
Figure 72. Modulation d'indice induite en fonction du temps pour une fibre photosensible dopée B/Ge. ....	118
Figure 73. Modulation d'indice induite en fonction du temps pour une fibre SMF28. ....	119
Figure 74. Croissance initiale de la modulation d'indice en function de la puissance. ....	120
Figure 75. Variation de la longueur d'onde de Bragg due à l'inclinaison de la fibre selon l'axe Z. ....	121

Figure 76. Illustration de l'impact de la déviation du faisceau selon l'axe Y .....	122
Figure 77. Longueur d'onde de réflexion maximale en fonction de la déviation de la fibre selon l'axe Y pour des modulations d'indice de $10^{-6}$ et $10^{-4}$ . La légende note la taille du faisceau gaussien à mi-hauteur.....	123
Figure 78. Illustration de l'impact de la déviation de la fibre selon l'axe Z .....	124
Figure 79. Longueur d'onde de réflexion maximale en fonction de la déviation de la fibre selon l'axe Z pour des modulations d'indice de $10^{-6}$ et $10^{-4}$ . La légende note la taille du faisceau. ....	125
Figure 80. Illustration de l'effet d'un masque de phase incliné (représenté par la grille).....	126
Figure 81. Variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la position selon l'axe X et de l'inclinaison du masque de phase. La legend note l'angle d'inclinaison du masque de phase. ....	127
Figure 82. Illustration de l'impact de l'inclinaison du faisceau UV par rapport au masque de phase.....	128
Figure 83. Variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la position selon l'axe X et de l'inclinaison du faisceau par rapport au masque de phase. La légende note l'angle du faisceau par rapport à la normale. ....	129

## INTRODUCTION

Tout comme une multitude de technologies importantes (par exemple le four à micro-onde, le transistor, les plastiques...), la découverte des réseaux de Bragg eut lieu quelque peu par hasard lors d'une expérience ayant un tout autre but initialement. En étudiant en 1978 le signal de réflexion d'un laser argon de 488 nm se propageant à l'intérieur d'une fibre optique dopée au germanium, Ken Hill du Centre Canadien de Recherche en Communication fit la surprenante découverte que ce signal augmentait avec le temps [1]. Ceci était dû à la réflexion de Fresnel à l'extrémité de la fibre optique qui créait une onde stationnaire qui modifiait l'indice de réfraction de façon à former une structure périodique : le réseau de Bragg (FBG). Le mécanisme responsable du changement d'indice de réfraction, i.e. sa photosensibilité, fut par la suite déterminé comme étant l'absorption à deux photons du laser argon correspondant à une longueur d'onde équivalente de 244 nm pour laquelle le verre était particulièrement photosensible [2]. Plusieurs mécanismes physiques distinctifs peuvent contribuer à la photosensibilité des fibres optiques et ceux-ci seront abordés.

Cette longueur d'onde de 244 nm est d'ailleurs toujours communément utilisée dans la fabrication de réseaux de Bragg, malgré que la technique de fabrication ne requière plus l'injection du laser dans la fibre elle-même. De nos jours, les réseaux de Bragg sont généralement fabriqués à l'aide de méthodes holographiques (abordées au chapitre 1) ayant recours à un masque de phase [3-7]. Le rôle du masque de phase est de diviser le rayon UV de façon à créer une figure d'interférence à l'image du masque de phase qui pourra être inscrite dans le cœur de la fibre optique.

Les réseaux de Bragg trouvent applications dans de nombreux domaines. L'application première est bien sûr dans les réseaux de télécommunications où ils ont une double fonction. Ils permettent d'abord le multiplexage en longueur d'onde dans les réseaux de fibre optique sur lesquels est partiellement basée l'augmentation fulgurante de la bande passante disponible sur internet au fil du temps. Ensuite, des réseaux de Bragg potentiellement complexes sont utilisés comme compensateurs de dispersion sur ces mêmes réseaux de télécommunications [8] ou dans le domaine biomédical dans le contexte de la tomographie par cohérence optique [9]. Toujours dans le domaine biomédical, les réseaux de Bragg ont récemment été utilisés comme composants pour des capteurs plasmoniques dans un dispositif servant à mesurer précisément l'indice de réfraction

d'un liquide [10]. Leur propriété de réfléchir la lumière est évidemment utilisée pour obtenir des cavités optiques dans le contexte des lasers à fibre optique qui sont maintenant omniprésents et remplacent peu à peu les lasers traditionnels dans une multitude d'applications [11]. Finalement, la dépendance de la longueur d'onde de réflexion maximale (dite « de Bragg ») aux contraintes physiques et aux variations de température en fait aussi d'excellents capteurs spécialisés dans les domaines civils et l'aérospatiale [12, 13].

Malgré que la technologie puisse définitivement être considérée dans son stade « mature », les technologies conventionnelles de fabrication holographique présentent certaines limitations quant à certains paramètres du réseau. Le recours aux lasers à impulsions femtosecondes fut étudié en détails au cours des dernières années dans le but principal d'offrir une plus grande flexibilité par rapport à au changement d'indice de réfraction maximal pouvant être obtenu dans des fibres peu photosensibles aux sources UV conventionnelles [14]. Le recours à un masque de phase peut aussi limiter les paramètres d'apodisation, de chirp et particulièrement de longueur maximale du réseau pouvant être obtenu. Étant donné que deux réseaux uniformes ne peuvent être inscrits consécutivement sans un moyen précis de les accorder en phase, la longueur maximale théorique est limitée à la longueur du masque de phase.

Afin de passer outre cette limitation en longueur et ce manque de flexibilité sur les paramètres du réseau, diverses méthodes moins dépendantes du masque de phase ont été développées [15-22]. Pour ce faire, il devient alors généralement nécessaire de passer d'une configuration où la fibre optique demeure immobile et où la position du laser est balayée vers une configuration où la fibre optique est déplacée et où la position du laser est fixe. Étant donné que la largeur de bande du réseau de Bragg peut passer de ~150 pm pour un réseau de 1 cm à ~ 15 pm pour un réseau de 10 cm et jusqu'à seulement ~1.5 pm pour un réseau d'un mètre, la tolérance aux erreurs de fabrication devient excessivement mince à mesure où la longueur souhaitée du réseau augmente. Ceci fait en sorte que la plupart des tentatives de fabrication de réseau de Bragg ultra-longs ont expérimentalement été limitées à des réseaux relativement courts dans leur capacité à correspondre au spectre de transmission théorique.

Les premiers réseaux de Bragg ultra-longs ont été réalisés en accordant en phase plusieurs réseaux de Bragg écrits consécutivement [15]. Le réseau obtenu est alors toujours dépendant du masque de phase. Tel que mentionné précédemment, l'intérêt s'est ensuite porté vers des techniques où la

fibre optique est déplacée et où la position du laser est fixe lors du processus d'écriture. La méthode la plus rudimentaire pour ce faire est de périodiquement exposer la fibre optique après un déplacement d'un nombre entier de périodes du réseau tel que démontré par Asseh *et al.* [16] en 1997. Il est alors possible de faire varier la période du réseau en faisant varier la fréquence d'exposition ou la vitesse de déplacement du réseau. Étant donné que l'exposition est limitée à un seul balayage, la qualité du réseau obtenu est entre autres fortement dépendante de la stabilité de la puissance des impulsions lasers. Ceci peut être corrigé, au coût d'un changement d'indice relatif, en remplaçant le laser pulsé par un laser continu combiné à un obturateur électro-optique tel que proposé par Liu *et al.* [18] en 2004.

La technique proposée en 2002 par Petermann *et al.* [19], contrairement aux techniques d'exposition séquentielles mentionnées précédemment, permet une exposition continue de la fibre optique grâce à l'obtention d'un déplacement continu des franges d'interférence à travers un faisceau fixe. Ce déplacement des franges d'interférence est obtenu en plaçant un des miroirs de l'interféromètre sur une monture piézoélectrique. Il est alors possible d'utiliser un laser pulsé tout en obtenant une puissance d'exposition moyenne relativement constante.

Au cours de mes travaux de maîtrise en 2008, j'ai aussi publié un article proposant une technique de fabrication de réseaux de Bragg ultra-long [21]. Comme la technique mentionnée précédemment, celle-ci se base sur la création d'un déplacement continu des franges d'interférence, mais contrairement à celle-ci, le mouvement continu des franges est créé à l'aide de l'inclusion de modulateurs de phase électro-optiques dans chaque bras de l'interféromètre Talbot. N'étant pas limité par des contraintes mécaniques, cette configuration offrait une plus grande flexibilité de paramètres d'écriture ainsi qu'une précision potentiellement plus élevée. Le mouvement de la fibre optique était assuré par un moteur rotatif qui déplaçait la fibre à travers une monture fixe d'où la fibre glissait. Le recours à un moteur rotatif pour le déplacement de la fibre offrait la possibilité d'obtenir des réseaux de Bragg de longueur « infinie ». Il fut déterminé que cette technique de déplacement de la fibre avait tendance à induire des erreurs de phase dans la structure du réseau de par la friction avec la monture Bragg (effet qui sera par la suite lui-même exploité), limitant à environ 2 cm la longueur maximale des réseaux de Bragg correspondant à la théorie.

Plus récemment en 2011, Chung *et al.* [20] ont publié une version plus sophistiquée de la technique de [19] où le masque de phase est placé sur une monture piézoélectrique. Malgré l'accès à moteur de translation linéaire de haute précision Aerotech à la fine pointe de la technologie (non disponible à l'époque des premières tentatives), le résultat expérimental pour un réseau de 90 mm divergeait aussi fortement du modèle théorique. Un réseau de Bragg ultra-long uniforme de haute qualité n'a donc jamais été démontré dans la littérature jusqu'à ce moment malgré les nombreuses tentatives.

L'objectif premier de cette thèse est le développement d'une technique permettant d'obtenir des réseaux de Bragg ultra-longs de haute qualité. Cette dernière est motivée par des applications variées telles que : la compensation de dispersion [23], la propagation non-linéaire d'impulsions [24], les multiplexeurs en longueur d'onde étroits [25], les lasers à fibre à rétroaction répartie (DFB) [26], le traitement de signal avancé dans le contexte de la formation des impulsions [27] et dans le contexte de la photonique RF, micro-onde et THz [28].

Parallèlement au développement d'une technique de fabrication de réseau de Bragg ultra-longs de haute qualité, l'objectif est aussi d'utiliser cette capacité unique pour développer de nouvelles applications en lasers à fibre. Tel que mentionné plus haut, la technique originale de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs développée au courant de la maîtrise avait la caractéristique d'induire aléatoirement des erreurs de phase dans la structure du réseau de Bragg. Cette caractéristique se répercutait dans le spectre de réflexion du réseau et fut alors déterminé comme étant la signature de la localisation de la lumière [29], équivalent optique de la localisation d'Anderson [30] pour les solides (qui valut un prix Nobel à son découvreur en 1977). En physique de la matière condensée, elle permet entre autres d'expliquer le comportement des condensats de Bose-Einstein, état exotique de la matière à faible température. Ce phénomène ondulatoire avait déjà été démontré dans le contexte d'une longue succession de réseaux de Bragg aléatoirement distancés par Shapira *et al.* en 2005 [31]. Il fut démontré que pour un grand nombre de diffuseurs, le comportement en réflexion de l'ensemble des réseaux devenait analogue à celui d'un réseau uniforme. Ici, la distance aléatoire entre la position des réseaux de Bragg était remplacé par un saut de phase aléatoire dans la structure du réseau avec pour résultat de significativement simplifier la fabrication.

La localisation de la lumière fut abondamment étudiée dans le contexte des lasers « aléatoires » qui peuvent utiliser ce phénomène de diffusion aléatoire de la lumière dans un milieu désordonné comme mécanisme de rétroaction plutôt qu'une cavité optique conventionnelle [32]. D'abord réalisés dans un média de particules fines par Lawandy *et al.* [33] en 1994, les lasers aléatoires utilisant la localisation de la lumière ont au courant des dernières années été fortement étudié dans le contexte des fibres optiques [34-44]. Outre les avantages reconnus des lasers à fibre optique (compatibilité avec les composants de télécommunication, stabilité, alignement simplifié...), la configuration géométrique unidimensionnelle des fibres simplifie aussi grandement la condition d'obtention du phénomène de localisation de la lumière [45].

Plusieurs configurations de lasers aléatoires à fibre ont été démontrées. La plus étudiée est probablement celle ayant recours à la diffusion Rayleigh comme mécanisme de rétroaction répartie sur de longues distances (allant jusqu'à plus de 200 km) et la diffusion Raman [34-37, 39] ou Brillouin [38] comme mécanisme de gain. De tels lasers sont généralement qualifiés de lasers aléatoires à rétroaction incohérente étant donné que la diffusion de la lumière n'est pas résonnante et que longueur d'onde d'émission sera ainsi déterminée par le spectre de gain. La rétroaction incohérente limite aussi la largeur de raie à des valeurs relativement élevées pour des lasers ayant une cavité aussi longue. Il a aussi été démontré que l'inclusion d'un réseau de Bragg dans ce type de laser permettait de sélectionner la longueur d'onde d'émission et d'en réduire la largeur de raie [35]. Ils sont particulièrement promis pour des applications de senseurs [34] et de sources à multiples longueurs d'onde d'émission [37].

Un laser aléatoire basé sur une succession de réseaux de Bragg tel que décrit précédemment [31] a aussi été démontré de façon parallèle aux travaux de cette thèse en 2009 par Lizzaraga *et al.* [44]. Le mécanisme de rétroaction étant maintenant cohérent, les propriétés du laser sont alors distinctes des lasers aléatoires décrits précédemment. La « cavité » présente alors des résonances distinctes à hauts facteurs de qualité (appelées quasi-modes) qui détermineront la ou les longueurs d'onde d'émission laser.

Dans les deux cas, on peut noter une similitude avec les lasers à fibre DFB traditionnels. D'ailleurs, beaucoup de recherches ont été consacrées récemment à réaliser des lasers DFB basés sur la diffusion Raman [46-49] (l'équivalent basé sur l'erbium ayant été amplement étudié plusieurs années auparavant [50-53]). Ces lasers ont l'avantage d'être peu bruités, de pouvoir être

opérés en mono-fréquence, d'avoir une très faible largeur de raie ( $\sim 1\text{kHz}$ ) et de ne pas être limités aux bandes de gain des terres rares. Le gain Raman étant très bas relativement à celui de l'erbium, un laser Raman DFB nécessite un réseau de Bragg beaucoup plus long et de plus forte réflectivité que les lasers DFB conventionnels. Ayant d'abord été modélisé en 2001 par Perlin *et al.* [49], la première démonstration expérimentale a seulement été réalisée en 2011 [46], démontrant le défi technique de réaliser un réseau de Bragg ultra-long permettant le phénomène.

Le second objectif de cette thèse est d'étudier les lasers aléatoires basés sur les réseaux de Bragg présentant un nombre élevé de sauts de phase tel qu'abordé à la fin du projet maîtrise (ici appelés « réseaux aléatoires »). Ces lasers s'inscrivent conceptuellement dans une zone pouvant se situer entre les lasers aléatoires à fibre précédemment démontrés et les lasers DFB. Dans un contexte où la méthode de fabrication sera raffinée, l'insertion des sauts de phase peut se faire de façon active plutôt que passive, entraînant un meilleur contrôle du phénomène. Outre l'aspect novateur de ces lasers, il est particulièrement d'intérêt d'étudier leur possible ressemblance avec les lasers à fibre DFB standards. Leur fabrication étant immensément plus simple, ces lasers aléatoires pourraient s'avérer un choix intéressant dans des applications généralement réservé aux lasers DFB. Ce deuxième objectif englobe aussi la fabrication des lasers à fibre DFB.

## Objectifs et plan de la thèse

Les objectifs de la thèse sont :

- Développer une technique de fabrication permettant d'obtenir des réseaux de Bragg ultra-longs uniformes ou complexes de haute qualité.
- Utiliser cette capacité pour développer de nouveaux lasers à fibre aléatoires et DFB.

La thèse est divisée comme suit :

Le chapitre 1 présente tout d'abord une introduction à la théorie et à la fabrication des réseaux de Bragg. Les équations et les divers aspects des réseaux de Bragg pertinents à la compréhension du projet y sont d'abord présentés. Les diverses techniques de fabrication, incluant celles utilisées au cours de ce projet, y sont ensuite décrites et comparées.

Le chapitre 2 se concentre sur le deuxième aspect du projet : les lasers à fibre. Étant un domaine très vaste, l'accent est mis sur les différents milieux de gains et sur les types de cavités utilisées

dans la conception des lasers à fibre. En particulier, les concepts nécessaires à la compréhension des lasers aléatoires (sujet principal de deux des quatre articles présentés) sont exposés en détail de façon à bien situer la version fibrée de ces lasers dans cette vaste classe de laser.

Le chapitre 3 est une transcription d'un article paru dans Optics Express. Cet article présente la première démonstration expérimentale de réseaux de Bragg ultra longs de haute qualité. Plusieurs réseaux uniformes et chirpés d'une longueur allant jusqu'à 1 mètre y sont démontrés. La méthode de fabrication qui fait appel à de nouvelles techniques y est décrite en détail. Il est à noter que l'ordre de présentation des articles n'est pas chronologique, mais plutôt choisis pour être conceptuellement plus cohérent.

Le chapitre 4 est une transcription d'un article paru dans Optics Communication. L'article traite de l'utilisation d'un nouveau laser UV solide de 213 nm pour la fabrication de réseaux de Bragg. La photosensibilité de plusieurs fibres optiques exposées à ce laser est caractérisée et comparée à celle obtenue avec un laser conventionnel de 266 nm.

Le chapitre 5 présente la première publication effectuée au cours du projet de doctorat dans Optics Express. L'article porte sur la réalisation d'un laser aléatoire à fibre à partir d'une fibre dopée à l'erbium. La cavité optique est constituée d'un réseau de Bragg allant de 20 à 30 cm qui contient un nombre élevé de sauts de phase aléatoirement distribués. Ces réseaux de Bragg « aléatoires » sont fabriqués à l'aide du montage de fabrication développé durant les travaux de maîtrise. Les caractéristiques d'émission du laser y sont caractérisées en détail.

Le chapitre 6 est une transcription du 4e article présenté dans cette thèse et récemment paru dans Optics Letters. Tout comme l'article présenté au chapitre 3, celui-ci démontre une nouvelle configuration de laser aléatoire à fibre, basé cette fois-ci sur le gain Raman. Un réseau de Bragg de 1 mètre contentant des sauts de phase distribués aléatoirement (à des positions programmées) est utilisé comme milieu de gain. L'émission laser y est caractérisée et comparée avec d'autres configurations laser.

Finalement, le chapitre 7 présente d'abord des résultats complémentaires ayant été obtenus subséquemment à la publication des articles présentés aux chapitres 3 à 6. Ces résultats incluent la caractérisation temporelle des lasers aléatoires à fibre ainsi que la caractérisation d'un second laser UV de 224 nm comme nouvelle source de haute photosensibilité. Finalement, le chapitre conclut avec une analyse détaillée des sources d'erreurs lors de l'écriture de réseaux de Bragg

ultra-longs. Cette analyse permet de quantifier la tolérance lors de l'alignement optique du montage.

Une liste des publications effectuées au cours de cette thèse est présentée en annexe.

## CHAPITRE 1 INTRODUCTION AUX RÉSEAUX DE BRAGG

Ce chapitre présente un résumé de la théorie des réseaux de Bragg dans un contexte où les phénomènes non-linéaires affectant la propagation sont négligeables. Les mécanismes de photosensibilité des fibres optiques y sont d'abord abordés. Les principales équations permettant d'écrire les réseaux de Bragg y sont ensuite dérivées à l'aide de la théorie des modes couplés. Les différents types de réseaux de Bragg et la méthode des matrices de transferts y sont ensuite présentés. Finalement, les diverses techniques de fabrication, incluant celles développées au cours de cette thèse, y sont présentées en détail.

### 1.1 Concepts de base

Les réseaux de Bragg à fibre sont un cas particulier des réseaux de diffraction qui sont utilisés dans de nombreux instruments optiques. Un réseau de diffraction est décrit comme un composant d'optique qui impose une variation périodique de l'amplitude ou de la phase d'une onde incidente. Dans le cas d'un réseau de Bragg à fibre, il s'agit bien sûr de la phase. Lorsque qu'une onde plane est incidente sur un réseau de diffraction selon un angle  $\theta_i$ , la condition d'accord de phase fait qu'elle sera diffractée selon un angle  $\theta_r$  suivant :

$$\sin \theta_i - \sin \theta_r = m\lambda / (n\Lambda) \quad (1)$$

où  $\Lambda$  est la période du réseau,  $\lambda$  la longueur d'onde dans le vide,  $n$  l'indice de réfraction et  $M$  l'ordre de la diffraction de Bragg. Dans le cas d'une fibre optique, la propagation est colinéaire et la lumière diffractée est donc réfléchie. On a alors  $\theta_i = \pi/2$  et  $\theta_r = -\pi/2$ , ce qui permet d'obtenir la condition de Bragg devient pour  $M = 1$  :

$$\lambda_B = 2n_e\Lambda \quad (2)$$

où  $\lambda_B$  est la longueur d'onde dite de Bragg et  $n_e$  est l'indice effectif du mode à la longueur d'onde de Bragg pour un réseau non incliné. Les divers paramètres de base caractérisant un réseau de Bragg sont illustrés à la figure 1. La réflectivité, ou encore la « force » du réseau, sera fonction de la modulation d'indice et de la longueur du réseau tel que décrit plus loin par la théorie des modes couplés. Typiquement, la modulation d'indice peut varier entre  $10^{-7}$  et  $10^{-2}$ , dépendamment du type de fibre optique utilisé, du temps d'exposition et du laser utilisé. Pour

atteindre des valeurs aussi élevé que  $10^{-2}$ , le recours à l'hydrogène est fréquent. Le phénomène de photosensibilité est complexe et fait appel à divers mécanismes comme il sera démontré dans la prochaine section.

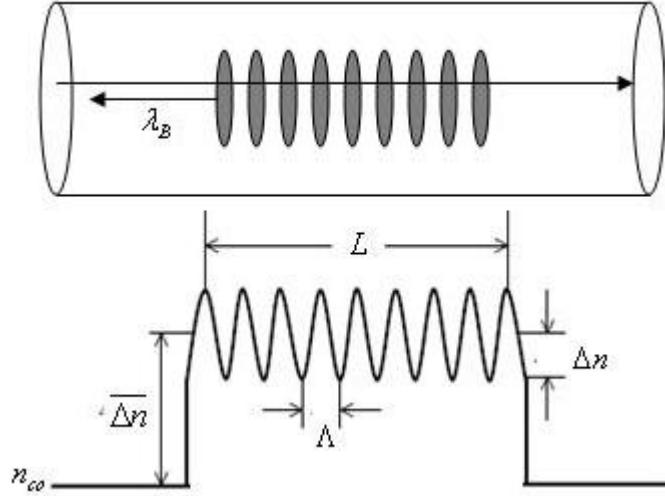


Figure 1. Représentation schématique d'un réseau de Bragg à fibre.  $\lambda_B$  : la longueur d'onde de Bragg; L : la longueur du réseau;  $n_{co}$  : indice du cœur;  $\Delta n$  : la modulation d'indice;  $\overline{\Delta n}$  : indice moyen;  $\Lambda$  : la période du réseau.

## 1.2 Photosensibilité

L'inscription des réseaux de Bragg est rendue possible grâce à la photosensibilité des verres. Lorsque le verre est exposé à un laser UV de haute intensité, l'indice de réfraction peut être modulé à la hausse et parfois à la baisse grâce aux changements imposés dans la structure du verre. Un modèle physique « simple » du phénomène fait appel à la relation de Kramers-Kronig [54, 55] :

$$\Delta n(\lambda) = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_i \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{(\Delta \alpha_i(\lambda') \cdot \lambda^2)}{(\lambda^2 - \lambda'^2)} d\lambda' \quad (3)$$

L'indice de réfraction possède une partie réelle et une partie imaginaire associée à l'absorption, généralement négligée de par sa relative faible importance. Selon l'équation (3), un changement  $\Delta \alpha_i$  dans l'absorption du verre à une longueur d'onde  $\lambda'$  s'accompagne d'un changement d'indice de réfraction  $\Delta n$  ailleurs à une longueur d'onde  $\lambda$ . Ici, lors de l'exposition du verre au

laser UV, un changement de la partie imaginaire de l'indice de réfraction dans le domaine UV entraînera un changement de la partie réelle de l'indice dans le domaine infrarouge. Les deux quantités sont connectées parce qu'elles émergent des mêmes propriétés microscopiques.

Divers mécanismes de changement de structure du verre ont été proposés au cours des années. Une revue détaillée de ces mécanismes a été publiée par Poumellec *et al.* [56]. Un de ces mécanismes, souvent le plus dominant, est la création de centres de couleurs. Il s'agit d'un processus d'absorption à un seul photon émanant des défauts entre le germanium et la silice créés durant la fabrication de la fibre optique. Sous l'exposition de certaines bandes UV (par exemple ~190 nm et ~245 nm), de nouveaux défauts (appelés GeE', Ge(1), Ge(2), NBOHC) sont créés, induisant un changement d'indice. On réfère ce type de photosensibilité comme étant de « type I ».

Contrairement au cas de la création de centres de couleurs qui est due à la migration d'électrons, les autres mécanismes dominants sont dus à une migration ionique, i.e. un changement dans la structure du verre. Le premier de ces mécanismes est la densification du verre qui mène à un changement de volume. Ce phénomène de modification de la matrice du verre est, contrairement à la création de centres de couleurs, fonction de l'absorption à deux photons. Il va donc de soi que pour activer ce mécanisme, le recours à des lasers pulsés est avantageux.

Le troisième mécanisme important est le relâchement de contraintes internes. Il existe généralement une contrainte mécanique importante entre le cœur et le reste de la fibre optique dû au processus de fabrication qui peut être relaxé par l'irradiation UV. Cette contrainte peut être exacerbée par la présence de dopants tels que le bore ou par une haute concentration de germanium dans le cœur. Ce mécanisme est associé à un changement d'indice négatif pouvant atteindre  $\sim 10^{-3}$  pour une fibre sous hautes contraintes. Ici encore, l'absorption est dominée par un processus à deux photons. On réfère ce type de photosensibilité comme étant de « type IIA ». Un réseau de Bragg ayant un changement d'indice de ce type aura la particularité d'être plus résistant aux hautes températures que des réseaux de types I [57]. Un réseau de « type II » quant à lui réfère à une fibre ayant subit des dommages physique lorsque l'énergie du laser est très élevée.

Comme mentionné précédemment pour le cas du bore, la photosensibilité d'un verre peut être amplifiée de par l'ajout de dopants. Le plus couramment utilisé est probablement l'hydrogène qui permet de drastiquement altérer la photosensibilité d'une fibre optique dont la photosensibilité est

a priori faible. La fibre est alors placée dans un réacteur à hydrogène à haute pression pendant une période suffisante pour qu'elle devienne saturée en hydrogène, les atomes d'hydrogène pénétrant relativement facilement la structure du verre. La fibre devient alors exceptionnellement photosensible sur une large bande UV, pouvant atteindre des modulations d'indice de réfraction de l'ordre de  $\sim 10^{-2}$ . On parle alors de photosensibilité de « type 1H ». Quoique l'usage d'hydrogène comme dopant soit largement utilisé, le mécanisme physique derrière celui-ci demeure relativement peu compris. Ce processus n'est pas sans inconvénients, le processus d'hydrogénéation présente des contraintes de sécurité et peut réduire la résistance mécanique de la fibre [58]. L'hydrogène diffuse aussi naturellement hors de la fibre optique à température pièce, nécessitant un entreposage à très basse température.

Quelques lasers UV sont couramment utilisés pour l'inscription de réseaux de Bragg. La seconde harmonique du laser argon émettant à 244 nm présente de nombreux avantages [59]. C'est une source continue présentant un faisceau de haute qualité, facilitant aussi l'obtention de réseaux de haute qualité. La longueur d'onde de 244 nm coïncide avec le maximum d'absorption pour la création de centre de couleurs, processus qui tel que mentionné précédemment, ne requiert pas de hautes intensités étant basé sur l'absorption à un seul photon. C'est néanmoins un laser relativement coûteux à l'utilisation, ayant une faible efficacité énergétique et nécessitant des remplacements périodiques de composants.

Les lasers excimer tel que le ArF (193 nm) et le KrF (248) nm sont aussi communément utilisés dans la fabrication de réseaux de Bragg [60]. Tout comme les lasers argon de 244 nm, ces lasers ont l'avantage d'être centrés sur des pics d'absorption pour la création de centres de couleurs. Ce sont aussi des lasers pulsés de très haute intensité. La photosensibilité est alors a priori exceptionnelle et il est possible d'écrire des réseaux de Bragg dans un vaste éventail de fibres optiques. Ils présentent aussi des inconvénients importants, limitant leur utilisation. Ce sont communément des lasers imposants, instables, plutôt complexes d'utilisation et présentant un faisceau de qualité inférieure. Le recours à des gaz toxiques rend aussi leur utilisation dans un milieu d'enseignement peu approprié.

Les lasers solides tels que le Nd :YAG, YLF et le Nd :VO<sub>4</sub> peuvent être quadruplés pour obtenir un laser pulsé de 266 nm. Étant relativement loin du pic d'absorption pour la création de centres de couleurs, la photosensibilité est alors relativement faible sans le recours à l'hydrogène [61].

Ces lasers présentent cependant des avantages importants (particulièrement dans un contexte d'enseignement) tels qu'être très simples d'utilisation, très compacts, d'avoir une relative haute efficacité énergétique et un faisceau de haute qualité. Le chapitre 4 présente la première caractérisation de la photosensibilité d'un de ces lasers émettant sur la 5<sup>e</sup> harmonique (213 nm). Comme il sera démontré, ce dernier possède tous les avantages uniques des lasers solides tout en démontrant une très haute photosensibilité.

### 1.3 Réseaux de Bragg uniformes

La théorie des modes couplés permet de dériver les propriétés optiques des réseaux de Bragg. Cette section présente une dérivation sommaire des principales quantités importantes dans l'analyse des réseaux de Bragg uniformes.

Un réseau de Bragg consiste généralement en un changement d'indice sinusoïdal au cœur de la fibre. Selon la théorie des modes couplés, cette perturbation périodique entraîne un couplage entre différents modes de propagation si la condition d'accord de phase est respectée :

$$\beta_1 = \beta_2 \quad (4)$$

où  $\beta_1$  et  $\beta_2$  représentent les constantes de propagations des modes se propageant dans les directions opposées dans le cas des réseaux de Bragg. Cette condition est l'analogie optique de la conservation de la quantité de mouvement. Le désaccord de cette condition s'exprime comme étant :

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \quad (5)$$

Pour obtenir  $\Delta\beta = 0$ , on ajoute un terme associé à la perturbation périodique du réseau de Bragg :

$$\Delta\beta = \beta_1 \pm \beta_2 - \frac{2\pi N}{\Lambda} \quad (6)$$

où  $\Lambda$  est la période de la perturbation et  $N$  un nombre entier. Dans le cas d'un réseau de Bragg, le signe de l'équation (6) sera positif de par le sens de propagation opposé. Dans le cas où l'on couplerait deux modes se propageant dans la même direction, l'équation (6) entraîne que la période nécessaire soit beaucoup plus longue, on aura alors un réseau à longs pas.

### 1.3.1 Réflectivité

Selon la théorie des modes couplés [62], les équations différentielles couplées suivantes permettent de calculer le comportement des amplitudes des deux modes de propagation à travers le réseau de Bragg [54]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i\kappa_{dc} A_1 - i\kappa_{ac}^* B_2 e^{i(\Delta\beta z - \phi(z))} \quad (7)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial z} = i\kappa_{dc} B_2 + i\kappa_{ac} A_1 e^{-i(\Delta\beta z - \phi(z))} \quad (8)$$

où  $A_1$  et  $B_2$  représentent respectivement l'amplitude du mode incident et du mode réfléchi et  $\phi(z)$  est la phase de l'onde.  $\kappa_{dc}$  est une constante de couplage associée au changement d'indice moyen du mode  $\overline{\Delta n}$  :

$$\kappa_{dc} = \frac{4\pi\eta\overline{\Delta n}}{\lambda} \quad (9)$$

où  $\eta \approx 1$  est l'intégrale de recouvrement entre les modes (ici unitaire pour des modes symétriques).  $\kappa_{dc}$  peut aussi inclure une partie imaginaire qui serait fonction de l'absorption ou du gain de la fibre.  $\kappa_{ac}$  est une constante de couplage associée à la modulation d'indice du réseau de Bragg et est fonction de la visibilité  $v$  et de  $\kappa_{dc}$  selon :

$$\kappa_{ac} = \frac{v}{2} \kappa_{dc} \quad (10)$$

Pour résoudre les équations couplées (7) et (8), le changement de variables suivant doit être effectué :

$$R = A_1 e^{-i(\Delta\beta z - \phi(z))/2} \quad (11)$$

$$S = B_2 e^{i(\Delta\beta z - \phi(z))/2} \quad (12)$$

On dérive l'équation (8) pour ensuite y substituer  $R$  et  $S$  pour obtenir :

$$\frac{dR}{dz} + i \left[ \kappa_{dc} + \frac{1}{2} \left( \Delta\beta - \frac{d\phi(z)}{dz} \right) \right] R = -i\kappa_{ac}^* S \quad (13)$$

$$\frac{dR}{dz} + i \left[ \kappa_{dc} + \frac{1}{2} \left( \Delta\beta - \frac{d\phi(z)}{dz} \right) \right] R = -i\kappa_{ac}^* S \quad (14)$$

Il est alors possible de déterminer la solution analytique des équations précédentes en considérant que  $d\phi(z)/dz=0$  pour un réseau uniforme,  $\nu=1$  et donc  $\kappa_{ac}=\kappa_{dc}/2$ . L'amplitude réfléchie à l'entrée du réseau se définit comme étant :

$$\rho = \frac{S(0)}{R(0)} = \frac{-\kappa_{ac} \sinh(\alpha L)}{\delta \sinh(\alpha L) - i\alpha \cosh(\alpha L)} \quad (15)$$

où :

$$\delta = \kappa_{dc} + \frac{1}{2} \left( \Delta\beta - \frac{d\phi(z)}{dz} \right) \quad (16)$$

$$\alpha = \sqrt{\left| \kappa_{ac} \right|^2 - \delta} \quad (17)$$

La réflectivité du réseau uniforme est alors :

$$|\rho|^2 = \frac{|\kappa_{ac}|^2 \sin^2(\alpha L)}{\delta^2 - |\kappa_{ac}|^2 \cos^2(\alpha L)} \quad (18)$$

À la longueur d'onde d'accord de phase où  $\delta=0$ , on peut obtenir la réflectivité du réseau :

$$|\rho|^2 = \tanh^2(\kappa_{ac}L) \quad (19)$$

Il est à noter que la longueur d'onde où la réflexion est maximale est légèrement supérieure à la longueur d'onde de Bragg dû au fait que  $\overline{\Delta n}$  augmente continuellement avec un changement d'indice positif :

$$\lambda_{\max} = \lambda_B \left( 1 + \frac{\eta \overline{\Delta n}}{n} \right) \quad (20)$$

La figure 2 montre le spectre de réflexion.

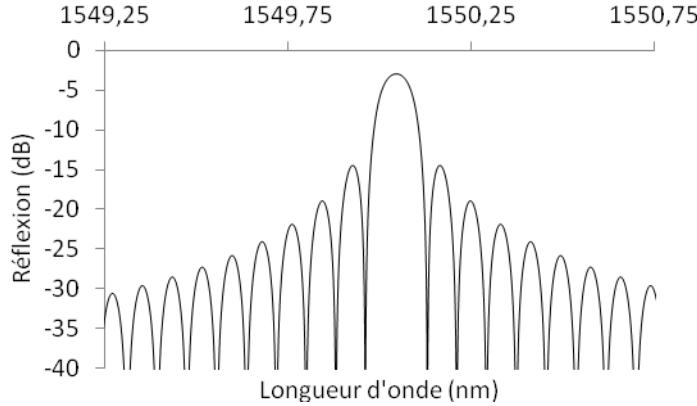


Figure 2. Exemple d'un spectre de réflexion d'un réseau de Bragg uniforme de 10 mm de -3 dB à une longueur d'onde de Bragg de 1550 nm calculée à l'aide du logiciel MATLAB.

### 1.3.2 Largeur de bande

La largeur de bande d'un réseau de Bragg uniforme se définit généralement comme étant l'intervalle entre les deux premiers zéros de part et d'autres du pic central. Elle peut être calculée à partir de l'équation (15). On peut obtenir la position dans le spectre du premier zéro avec :

$$\alpha L = \sqrt{\kappa_{ac}^2 - \delta^2 L} = i\pi \quad (21)$$

$$(\kappa_{ac}^2 - \delta^2)L^2 = -\pi^2 \quad (22)$$

On isole ensuite  $\delta$  :

$$\delta = \frac{1}{L} \sqrt{\kappa_{ac}^2 L^2 + \pi^2} \quad (23)$$

On pose  $\kappa_{dc} = 0$  et  $d\phi/dz = 0$  dans l'équation (16) pour obtenir :

$$\delta = \frac{\Delta\beta}{2} \quad (24)$$

Le premier zéro est déterminé à partir de :

$$\Delta\beta L = 2\sqrt{\kappa_{ac}^2 L^2 + \pi^2} \quad (25)$$

On peut alors remplacer  $\Delta\beta$  dans l'équation précédente en utilisant l'équation (6)

$$\Delta\beta = \frac{4\pi n_e(\lambda_B - \lambda)}{\lambda\lambda_B} \approx \frac{4\pi n_e\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (26)$$

Au final, on obtient l'équation suivante pour la largeur de bande du réseau uniforme :

$$2\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\pi n_e L} \sqrt{(\kappa_{ac}L)^2 + \pi^2} \quad (27)$$

L'équation (27) peut être simplifiée selon deux limites. Dans le cas où  $(\kappa_{ac}L)^2 \ll \pi^2$ , i.e. pour un réseau « faible », l'équation (27) devient :

$$2\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{n_e L} \quad (28)$$

Dans cette limite, la largeur de bande est devient principalement fonction de la longueur du réseau. Dans le cas opposé où  $(\kappa_{ac}L)^2 \gg \pi^2$ , i.e. pour un réseau « fort », la largeur de bande s'approxime comme :

$$2\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2 \kappa_{ac}}{\pi n_e} \quad (29)$$

et devient alors fonction de la constante de couplage  $\kappa_{ac}$  du réseau.

## 1.4 Réseaux de Bragg non uniformes

Cette section aborde les trois principales modifications pouvant être appliquées au réseau de Bragg pour en modifier le spectre de réflexion au besoin.

### 1.4.1 Apodisation

L'équation suivante peut servir de modèle simple au profil d'indice de réfraction :

$$\delta n(z) = \left[ \overline{\Delta n} + \Delta n \cos \left( \left( \frac{2\pi N}{\Lambda} \right) z + \phi(z) \right) \right] \quad (30)$$

où  $\Delta n$  et  $\overline{\Delta n}$  sont reliés tel que  $\Delta n = v \overline{\Delta n}$ . On peut alors réécrire l'équation (30) en fonction de la visibilité  $v$  :

$$\delta n(z) = \overline{\Delta n} \left[ 1 + \frac{v}{2} \cos \left( \left( \frac{2\pi N}{\Lambda} \right) z + \phi(z) \right) \right] \quad (31)$$

Un réseau de Bragg « apodisé » aura une visibilité fonction de la position du réseau et un indice de réfraction moyen constant. Le but de l'apodisation est généralement d'atténuer les lobes latéraux dans le spectre de réflexion du réseau. Le principe s'explique facilement par une analyse de Fourier qui convient relativement bien dans le cas des réseaux de Bragg faibles. Étant donné qu'un réseau de Bragg uniforme possède un profil en créneau, son spectre de réflexion se rapproche d'un sinus cardinal tel que le montre la figure 2. Selon le même raisonnement, un réseau de Bragg dont la modulation d'indice se rapprocherait d'une gaussienne aura un spectre de réflexion similaire et les lobes latéraux seront donc éliminés. En pratique, des profils d'apodisation de type cosinus surélevé et tangente hyperbolique sont aussi utilisés en plus du profil gaussien. L'apodisation affecte aussi les propriétés de dispersion du réseau de Bragg.

L'apodisation des réseaux de Bragg est particulièrement nécessaire dans les systèmes de démultiplexage où les lobes latéraux limiteraient la distance minimale entre les canaux.

### 1.4.2 Chirp

Un réseau de Bragg « chirpé » est un réseau dont la période varie en fonction de la position dans le réseau, permettant d'obtenir une largeur de bande beaucoup plus élevé et des propriétés de dispersion sur mesure. Un paramètre de chirp peut être défini tel que :

$$\Delta \lambda_{chirp} = 2n_{eff} (\Lambda_{long} - \Lambda_{court}) \quad (32)$$

Et le délai peut être approximé comme étant :

$$\tau(\lambda) \approx \frac{(\lambda_{Bragg} - \lambda)}{\Delta \lambda_{chirp}} \frac{2L}{v_g} \quad (33)$$

où  $v_g$  est la vitesse de groupe de la lumière. La figure 3 montre un exemple de spectre de réflexion et de dispersion d'un réseau de Bragg chirpé.

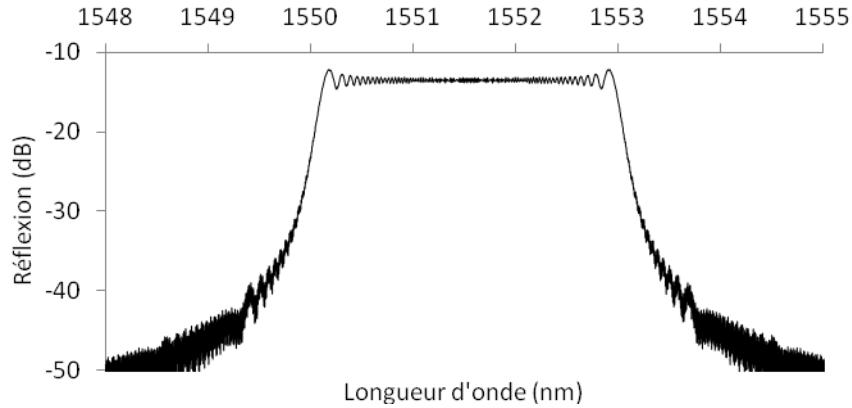


Figure 3. Exemple d'un spectre de réflexion et de dispersion d'un réseau de Bragg chirpé de 100 mm calculée à l'aide du logiciel MATLAB.

### 1.4.3 Sauts de phase

Les sauts de phase sont des discontinuités dans la phase du réseau de Bragg. Ils peuvent modifier significativement le spectre de réflexion du réseau de Bragg. La figure 4 montre l'exemple d'un réseau de Bragg ayant un saut de phase de  $\lambda/4$  en son centre. Ce type de réseau est utilisé comme cavité pour les lasers DFB.

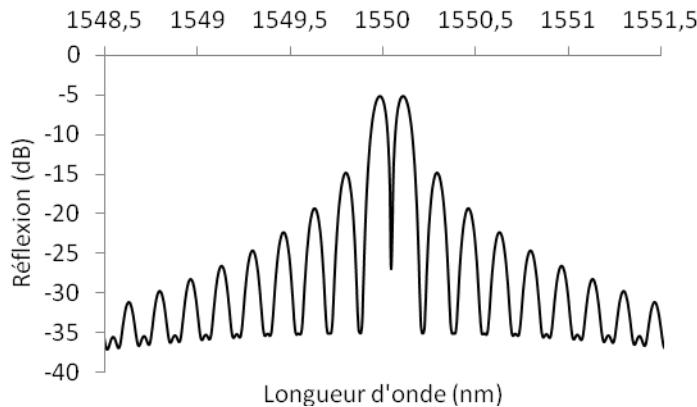


Figure 4. Exemple de spectre de réflexion d'un réseau de Bragg chirpé de 10 mm calculée à l'aide du logiciel MATLAB.

Une mince bande de transmission apparaît alors à la position de longueur d'onde maximale du réseau de Bragg uniforme équivalent. La position de cette mince bande de transmission est

fonction de la valeur du saut de phase. Expérimentalement, ce saut de phase n'a pas nécessairement besoin d'être ponctuel, un déphasage légèrement distribué entre deux sections longues du réseau ayant le même effet.

## 1.5 Simulations numériques

La principale méthode de simulation de réseaux de Bragg est la méthode des matrices de transfert qui incorpore les équations de la théorie des modes couplés [63]. Elle possède l'avantage de facilement pouvoir approximer le spectre de réflexion des profils de réseaux complexes. C'est la méthode choisie au cours de cette thèse pour obtenir les spectres théoriques des réseaux fabriqués.

Cette méthode divise le réseau en  $N$  sections auxquelles on associe une matrice de transfert. Ces sections associées à une matrice sont considérées comme uniformes et de longueur  $dz = L/N$ . Il est par exemple alors impossible de calculer exactement avec cette méthode le spectre d'un réseau dont la période varierait de façon continue plutôt qu'incrémentale. La matrice de transfert est définie comme :

$$a = \begin{bmatrix} e^{-i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi/2} \end{bmatrix} \phi \quad (37)$$

où

$$t_{11} = \cos(pdz) - i \left( \frac{\gamma_{dc}}{p} \right) \sinh(pdz) \quad (38)$$

$$t_{12} = -i \left( \frac{\kappa_{ac}}{p} \right) \sinh(pdz) \quad (39)$$

$$t_{21} = i \left( \frac{\kappa_{ac}}{p} \right) \sinh(pdz) \quad (40)$$

$$t_{22} = \cos(pdz) + i \left( \frac{\gamma_{dc}}{p} \right) \sinh(pdz) \quad (41)$$

Et :

$$d\lambda = 2\pi n_{eff} \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{Bragg}} \right) \quad (42)$$

$$\gamma_{dc} = d\lambda + \kappa_{dc} \quad (43)$$

$$p = \sqrt{\kappa_{ac}^2 - \gamma_{dc}^2} \quad (44)$$

La matrice de transfert équivalente du réseau de Bragg peut ensuite être obtenu en multipliant les matrices tel que :

$$A = a_N a_{N-1} \dots a_1 \quad (55)$$

Il est possible d'y introduire des matrices unitaires associées à un saut de phase  $\phi$  :

$$\begin{bmatrix} e^{-i\phi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\phi/2} \end{bmatrix} \quad (56)$$

Il est alors possible d'obtenir les coefficients de réflexion et de transmission avec :

$$r = \frac{T_{21}}{T_{11}} \quad (57)$$

$$t = \frac{1}{T_{11}} \quad (58)$$

Une méthode alternative pouvant être utilisée à la méthode des matrices de transfert est la méthode de Rouard [64]. Cette dernière divise chaque période du réseau en sous-sections étant elles-mêmes approximées comme une couche mince. La méthode de Rouard est plus exigeante que la méthode des matrices de transfert en termes de ressources informatiques, mais permet de simuler des profils d'indice plus complexes.

## 1.6 Techniques de fabrication conventionnelles

Cette section survole les techniques de fabrication conventionnelles. Par « conventionnel », il est entendu ici les techniques holographiques où la longueur maximale du réseau est limitée par la

longueur du masque de phase (contrairement à techniques exposées plus loin). Par holographique, il entendu qu'une figure d'interférence est utilisée pour inscrire le réseau.

Quoique le recours aux masques de phase ne soit pas essentiel à la fabrication des réseaux de Bragg, leur utilisation est omniprésente parce qu'elle simplifie grandement le processus et assure un contraste maximal (les lasers pulsés ayant une courte longueur de cohérence). Un masque de phase est un réseau de diffraction en transmission gravé sur la surface d'une lame de verre transparente à l'UV. La profondeur des fentes du réseau est conçue de façon à minimiser l'intensité diffractée dans l'ordre 0 et à maximiser l'intensité dans les ordres 1 et -1 comme le montre la figure 5.

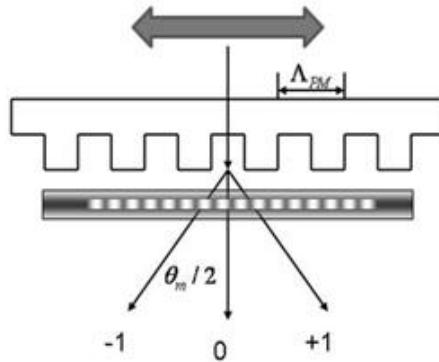


Figure 5. Schéma du montage de masque de phase.

L'angle des divers ordres de diffraction  $m$  du masque de phase peut être calculé avec :

$$\Lambda_{pm} = \frac{m\lambda_{uv}}{\left(\sin \frac{\theta_m}{2} - \sin \theta_i\right)} \quad (59)$$

où  $\theta_m / 2$  est l'angle entre le faisceau et la normale,  $\theta_i$  l'angle du faisceau incident par rapport à la normale,  $\lambda_{uv}$  la longueur d'onde incidente et  $\Lambda_{pm}$  la période du masque de phase.

La technique de fabrication de réseaux de Bragg la plus simple consiste à placer la fibre optique derrière le masque de phase et d'y balayer le laser UV [3]. L'alignement optique étant particulièrement simple, il est aisément d'obtenir des réseaux de Bragg de haute qualité. La période du réseau de Bragg obtenue est alors:

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2n_{uv} \sin \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (60)$$

Cette forte dépendance au masque de phase est aussi un inconvénient, les paramètres du réseau pouvant être obtenus étant peu flexibles. Il est alors seulement possible de faire légèrement varier la période du réseau en mettant la fibre sous tension ou en inclinant légèrement le masque dans le plan de la fibre. Les masques de phase étant relativement coûteux, il est avantageux d'avoir recours à des techniques permettant plus de flexibilité.

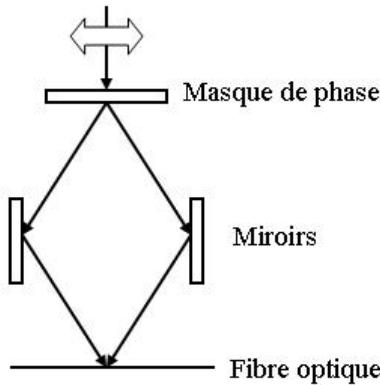


Figure 6. Schéma d'un interféromètre Talbot.

La technique de l'interféromètre Talbot [65] permet de contourner cette dépendance de la période du masque de phase en réorientant l'angle des miroirs de l'interféromètre tel qu'illustré par la figure 6. Cette configuration d'interféromètre permet de facilement obtenir un chemin optique équivalent dans chacun des bras de l'interféromètre sans l'ajout de lame compensatrice.

La longueur d'onde de Bragg pour une configuration avec miroirs parallèles peut être obtenue avec l'équation (60). La variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction d'une variation d'angle des miroirs peut être obtenue avec :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{Bragg}} = \frac{\Delta\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \quad (61)$$

où  $\theta$  est l'angle initial,  $\Delta\theta$  la variation d'angle,  $\lambda_{Bragg}$  la longueur d'onde de Bragg initiale et  $\Delta\lambda$  la variation de la longueur d'onde de Bragg.

L'alignement optique devient critique pour cette configuration, le moindre désalignement pouvant aisément provoquer une variation de la période du réseau qui, souvent, rendra le spectre de réflexion asymétrique.

Les réseaux de Bragg obtenus avec ces deux techniques peuvent facilement atteindre des modulations d'indice de réfraction importantes étant donné qu'il est aisément de faire plusieurs balayages de la fibre et d'ainsi avoir une longue exposition. L'apodisation peut être obtenue en plaçant un miroir ou le masque de phase sur une monture piézo-électrique soumis à un signal périodique de façon à partiellement atténuer le contraste des franges. De la même façon, un saut de phase peut être obtenu avec un déplacement ponctuel. L'obtention d'un chirp requiert tout de même un masque de phase sur mesure.

## 1.7 Techniques de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs

Les masques de phase sont généralement limités à une longueur d'environ 10 cm par leur propre procédé de fabrication [66]. Différentes techniques ont été développées pour palier cette limitation. L'aspect central de ces techniques les différenciant de techniques conventionnelles est qu'elles requièrent le déplacement de la fibre optique durant le processus d'écriture du réseau de Bragg plutôt que de déplacer le faisceau à travers le masque de phase. La contrainte sur la longueur maximale du réseau est alors déplacée sur la longueur du système de translation plutôt que sur celle du masque de phase. Cette approche possède aussi l'avantage de potentiellement pouvoir obtenir des profils de réseaux arbitraires indépendamment des caractéristiques du masque de phase.

### 1.7.1 Revue des techniques existantes

Cette section présente trois techniques permettant de fabriquer des réseaux de Bragg ultra-longs. Il est à noter que d'autres techniques ont été publiées dans la littérature, mais elles peuvent généralement être apparentées à celles-ci.

La figure 7 illustre une première de ces techniques de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs proposée par Asseh *et al* [16]. Un réseau de Bragg est obtenu en exposant périodiquement la fibre optique à une impulsion laser suite à un déplacement équivalent à un nombre entier de périodes à partir d'un montage d'interféromètre Talbot traditionnel. En désynchronisant la période entre les

impulsions et le déplacement de la fibre optique, il est possible d'obtenir une variation de la période du réseau et donc un réseau chirpé. La qualité du réseau obtenu à l'aide de cette technique est limitée par la stabilité de la puissance et du taux de répétition des impulsions lasers. L'exposition totale étant aussi relativement faible en comparaison aux techniques conventionnelles, il devient difficile d'obtenir un changement d'indice significatif.

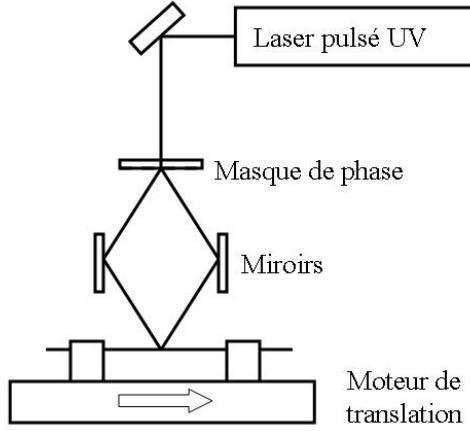


Figure 7. Schéma du montage proposé par Asseh et al [16].

Cette dernière technique fut modifiée par Liu *et al.* [18] afin de permettre l'utilisation d'un laser continu plutôt que pulsé. La puissance reçue par la fibre optique est alors plus stable. L'obturateur électro-optique est aussi beaucoup plus rapide qu'un obturateur mécanique, permettant une grande précision des périodes d'exposition et une vitesse d'écriture potentiellement élevée.

Finalement, une technique permettant l'exposition continue de la fibre optique a été développée par Petermann *et al.* [19]. Pour ce faire, un mouvement continu des franges d'interférences est obtenu en plaçant un des deux miroirs de l'interféromètre Talbot sur un actuateur piézo-électrique. En appliquant un signal en dent de scie au cristal piézo-électrique, il est possible d'obtenir un mouvement quasi-continu des franges d'interférence. La puissance reçue étant alors relativement bien moyennée, la modulation d'indice de réfraction sera stable tout au long du réseau et potentiellement beaucoup plus élevée que dans le cas d'une exposition périodique. La plupart des techniques de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs mentionnées dans la littérature depuis sont conceptuellement similaires à celle-ci.

Il est à noter que les techniques de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs requièrent un système de translation d'une qualité supérieure à ce qui est nécessaire pour les techniques conventionnelles, une erreur dans le positionnement de la fibre affectant directement la qualité du réseau de Bragg. L'usage d'un système de translation pneumatique à haute précision (« air-bearing ») est la norme.

## 1.7.2 Fabrication à l'aide de modulateurs électro-optiques

L'usage de modulateurs électro-optiques fut d'abord démontré à l'aide d'un montage préliminaire durant les travaux de maîtrise. Cette section présente de façon détaillée les détails de la technique et les améliorations qui y ont été apportées depuis.

### 1.7.2.1 Principes de fonctionnement

Cette technique se base sur l'insertion de modulateurs de phase électro-optiques (ici des cellules à effet Pockels) dans chaque bras de l'interféromètre Talbot. Un signal en dent de scie opposé est appliqué à chacun de ces modulateurs de façon à faire varier la phase de  $0$  à  $\pm\pi$  tel qu'illustré à la figure 8. L'amplitude est déterminée de façon à obtenir un déplacement des franges d'un nombre entier de périodes. Les modulateurs électro-optiques étant très rapide, le mouvement des franges sera efficacement continu et pourra être synchronisé avec la fibre en mouvement.

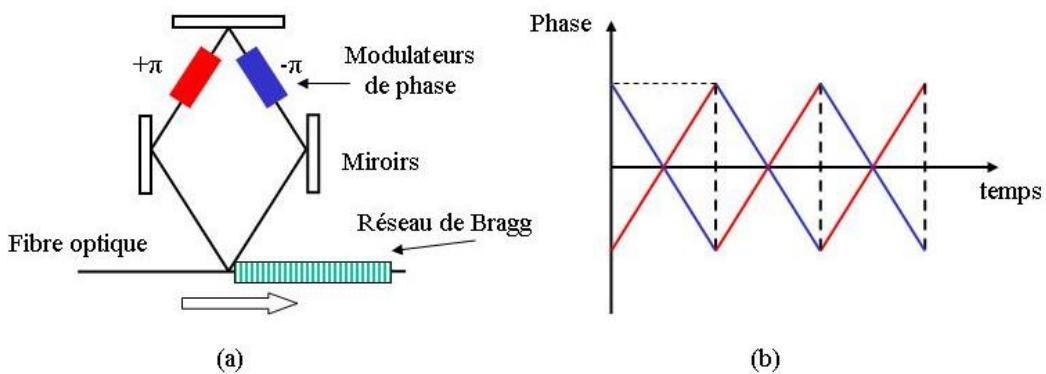


Figure 8. a) Schéma de l'interféromètre illustrant le principe utilisé pour l'obtention d'un mouvement des franges d'interférence. (b) Graphique de l'évolution temporelle de la phase associée à chaque modulateur de phase (en rouge et en bleu).

Cette technique est aussi conceptuellement analogue à la technique présentée par Petermann *et al.* [19]. L'usage de modulateurs électro-optiques offre plusieurs avantages intéressants. Étant donné que le processus de création du mouvement de franges est entièrement optique, la technique n'est pas limitée en vitesse et la qualité du mouvement de frange est la même peu importe la vitesse de déplacement. Il est alors possible de changer dynamiquement le signal appliqué aux modulateurs avec une grande précision. De plus, aucune vibration parasite pouvant dégrader la qualité des franges n'est produite pendant l'écriture.

### 1.7.2.2 Modélisation du processus d'écriture et design de profils arbitraires

La vitesse de déplacement de la fibre optique nécessaire à la synchronisation avec les franges d'interférence peut être obtenue avec l'équation suivante :

$$v = \frac{M \lambda_B f}{2n_{\text{eff}}} \quad (62)$$

où  $M$  est le nombre de périodes du réseau étant déplacées durant une période de modulation de phase et  $f$  est la période de la fonction en dents de scie.  $M$  sera généralement posé comme étant égal à 1 étant donné qu'il n'y a pas d'avantages à déplacer plusieurs périodes par cycle, les modulateurs de phase opérant aussi bien à haute fréquence. L'indice effectif de la fibre peut d'abord être approximé, puis recorrigé de façon précise en mesurant la longueur d'onde de Bragg obtenue pour une vitesse et une fréquence données.

Afin d'obtenir des profils de réseaux arbitraires, il est impératif de déterminer l'effet des variations de fréquence et d'amplitude de la fonction en dents de scie appliquée aux modulateurs de phase.

Pour  $M = 1$ , l'équation (62) devient  $v = \Lambda f$ , ce qui est analogue à l'équation de propagation de la lumière dans le vide  $c = \lambda f$ . Un effet Doppler se produit dans le cas où la vitesse de déplacement de la fibre diffère légèrement de celle des franges d'interférence et la période du réseau devient :

$$\Lambda' = \frac{v}{f'} \quad (63)$$

Il devient alors possible de changer dynamiquement la période du réseau de Bragg en variant la fréquence du signal en dents de scie appliquée aux modulateurs et d'ainsi obtenir des réseaux chirpés. Pour obtenir l'impact d'une variation de fréquence et d'amplitude sur les paramètres de période et de contraste du réseau, un modèle simple fut proposé. La figure 9 illustre les différents paramètres de désynchronisation associés à la fonction en dents de scie.

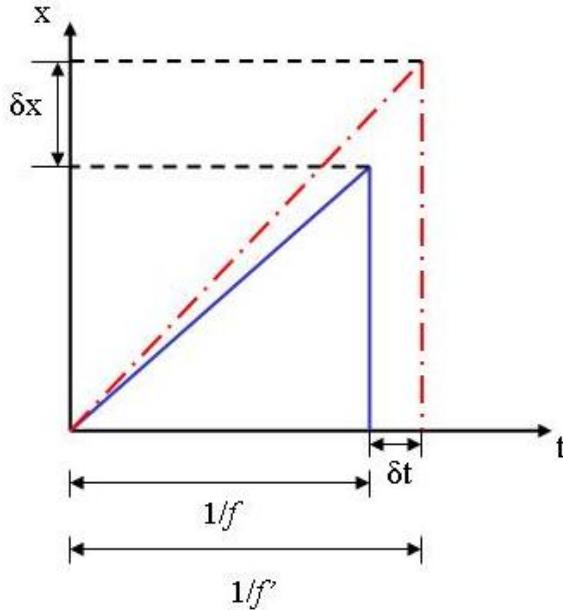


Figure 9. Schéma des divers paramètres de désynchronisation de la fonction du déplacement des franges en fonction du temps. En bleu, la fonction associée à un processus synchronisé. En rouge la fonction associée à un processus désynchronisé.

En se plaçant dans le référentiel de la fibre optique au cours du déplacement d'une période, la position des franges peut varier d'une distance  $\delta x$  pendant une période  $1/f'$ . En supposant que la modulation d'indice de réfraction varie linéairement en fonction de l'exposition, on peut obtenir l'équation suivante quant au profil de changement d'indice :

$$n(x, t) \propto \int_0^t \left( 1 - \cos \left( \frac{2\pi x}{\Lambda'} + \frac{2\pi}{\Lambda} \delta v t' \right) \right) dt' \quad (64)$$

où  $\delta v$  est la vitesse relative des franges d'interférence avec la fibre. Le premier terme de la fonction cosinus représente la figure d'interférence initiale et le deuxième terme représente la dérive de la phase.

La vitesse relative du déplacement des franges d'interférence par rapport à la fibre optique est :

$$\delta v = (\Lambda + \delta x) f' - \Lambda f \quad (65)$$

où  $\delta x$  peut se calculer à l'aide du rapport entre le voltage appliqué  $V'$  et le voltage correspondant à un déphasage de  $\pi$  dans un des bras de l'interféromètre  $V_\pi$

$$\delta x = \left( \frac{V'}{V_\pi} - 1 \right) \Lambda \quad (66)$$

Il est alors possible de calculer numériquement le profil d'indice de réfraction obtenu en fonction de l'amplitude et de la fréquence du signal appliqué aux modulateurs. La figure 10 illustre le déplacement de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la fréquence dans le contexte où la fréquence de synchronisation est de 500 Hz tel qu'obtenu à l'aide du calcul numérique de la fonction (64). Tel que prévu par l'équation (63), la longueur d'onde de Bragg varie de façon inversement proportionnelle à la fréquence appliquée.

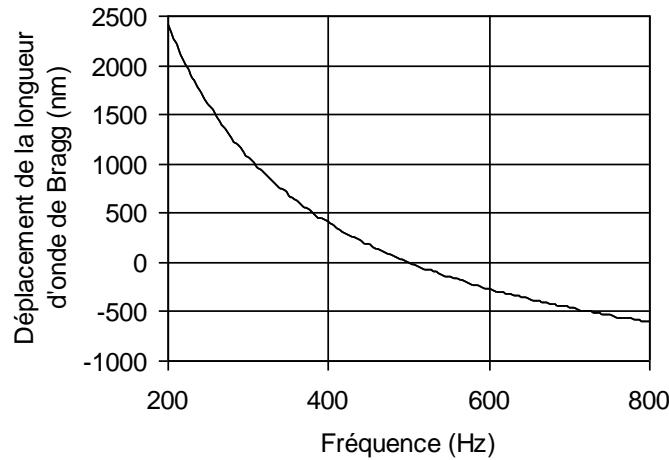


Figure 10. Graphique du déplacement de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la fréquence appliquée  $f'$  pour une fréquence de synchronisation de 500 Hz.

La figure 11 illustre la variation de la visibilité en fonction du voltage appliqué  $e = V'/V_\pi$  pour différentes fréquences. Pour une synchronization parfaite (500 Hz), on remarque que la visibilité est nulle pour  $e = 0$  et  $e = 2$ . Le réseau est alors complètement effacé après un cycle. Cette caractéristique est utilisée pour déterminer expérimentalement  $V_\pi$ . Expérimentalement, il fut

confirmé que le contraste du réseau est relativement peu dépendant de l'amplitude appliquée aux modulateurs. La figure 11 permet aussi de prédire qu'il serait possible d'obtenir un réseau chirpé sans dégradation de la visibilité en ajustant l'amplitude du signal dynamiquement.

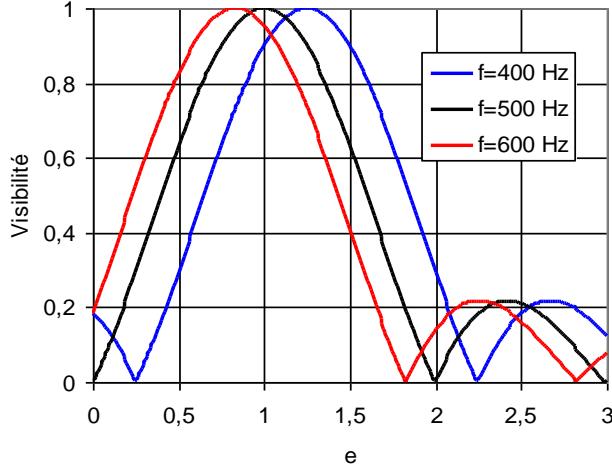


Figure 11. Graphique de la visibilité en fonction du voltage appliqué pour différentes fréquences du signal pour une fréquence centrale de 500 Hz.

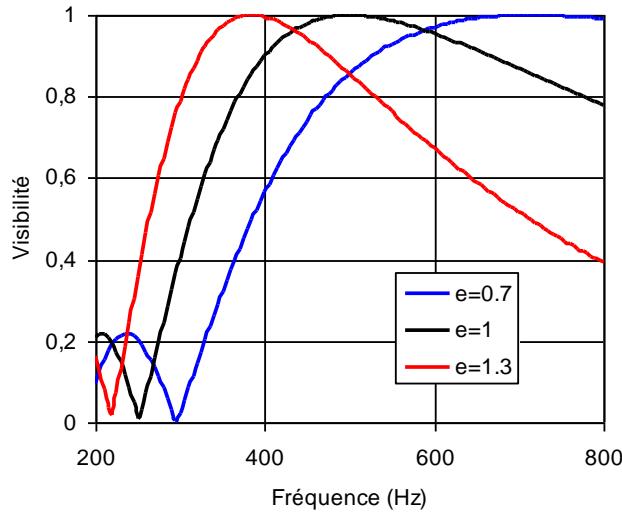


Figure 12 Graphique de la visibilité en fonction de la fréquence du signal pour différentes valeurs de rapport de voltage appliqué  $e = V'/V_\pi$ .

La figure 12 illustre quant à elle la variation de la visibilité en fonction de la fréquence pour trois rapports de voltage appliqué  $e$ . Le chirp maximal pouvant être obtenu en variant la fréquence pendant l'écriture semble donc significatif. Expérimentalement, ce modèle ne tient pas quand il

s'agit de prédire le contraste obtenu en fonction de la désynchronisation de la fréquence. En effet, les résultats obtenus au courant du doctorat semblent limiter le chirp maximal à environ 10 nm (comparativement à plus de 1000 nm selon les figures 10 et 12). Ceci est dû au fait que le modèle suggéré précédemment néglige l'effet de la taille du faisceau sur le réseau. Pour qu'un réseau de Bragg puisse être écrit efficacement dans une condition de désynchronisation, il faut que la longueur  $L_d$  correspondant à un déphasage de  $\pi$  entre les franges d'interférence et le motif du réseau engendré par la différence entre la vitesse des franges et celle de la fibre :

$$L_d = \frac{\pi}{\Delta\beta} = \frac{\Lambda_1\Lambda_2}{2|\Lambda_2 - \Lambda_1|} \approx \frac{\Lambda^2}{2\Delta\Lambda} \quad (67)$$

soit supérieure à la taille du faisceau.

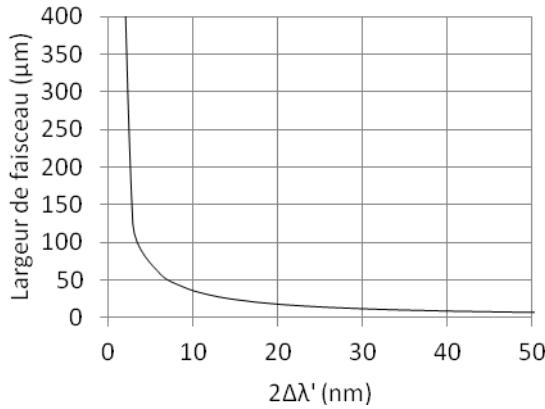


Figure 13. Graphique de la largeur de faisceau maximale approximative nécessaire pour écrire un réseau de Bragg ayant un chirp de  $2\Delta\lambda'$ .

La figure 13 montre la largeur de faisceau maximale approximative nécessaire pour écrire un réseau de Bragg ayant un chirp de  $2\Delta\lambda'$ . Le faisceau incident ayant une taille de faisceau incident d'environ 3 millimètres et l'interféromètre ayant une longueur d'environ 30 cm selon la configuration, la taille de faisceau minimale pouvant être atteinte selon les calculs de faisceaux gaussien est d'environ 33 microns dans le cas du recours au laser 266 nm, limitant le chirp maximal du système à approximativement 11 nanomètres. Étant donné la forme gaussienne du faisceau et la non-linéarité du processus de modulation d'indice de réfraction, la taille effective du faisceau peut être quelque peu réduite, augmentant légèrement le chirp maximal pouvant être

atteint expérimentalement. Il est à noter que le montage pourrait être modifié de façon à inclure des lentilles cylindriques placées à proximité de la fibre optique de façon à réduire la taille du faisceau à cet endroit et ainsi augmenter le chirp maximal pouvant être obtenu.

Il devient donc avantageux de réduire la taille du faisceau à la fibre pour obtenir des chirps plus élevés. Comme il sera discuté plus loin, ceci n'est pas sans son propre lot d'inconvénients, le spectre du réseau étant alors très sensible au moindre désalignement de la fibre optique par rapport à l'axe de déplacement.

### 1.7.3 Fabrication par déplacement du masque de phase

Une seconde approche de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs fut implémentée au cours de ce projet, le montage expérimental (décrit à la section suivante) permettant d'aisément substituer l'une à l'autre. Plutôt que d'avoir recours à des modulateurs de phase électro-optiques pour déplacer les franges d'interférence, cette approche a plutôt recours à un actuateur piézo-électrique pour déplacer le masque de phase sous la même fonction en dents de scie que précédemment. En ce sens, le principe est similaire à la technique présentée par Petermann *et al.* [19] où les miroirs de l'interféromètre étaient placés sur une monture piézo-électrique.

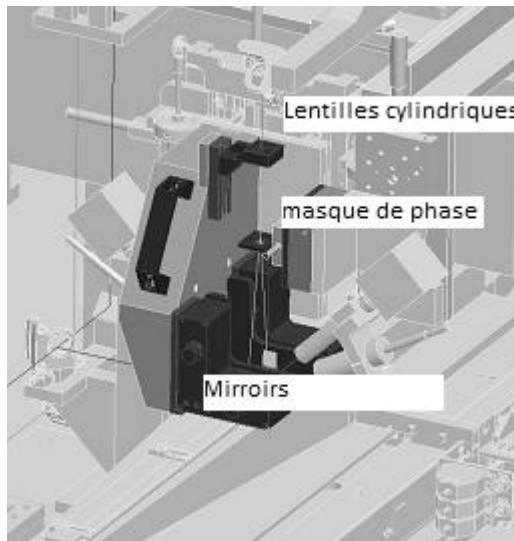


Figure 14. Schéma du montage d'interféromètre. À noter que le faisceau UV est ici incident à la verticale.

L'inconvénient principal du recours à un actuateur piézo-électrique est la vibration induite par le mouvement mécanique qui peut dégrader la qualité du réseau de Bragg. Afin de réduire l'impact

de ces vibrations, le masque de phase fut découplé de l'interféromètre en le plaçant directement sur le support de granit à proximité tel que le montre la figure 14.

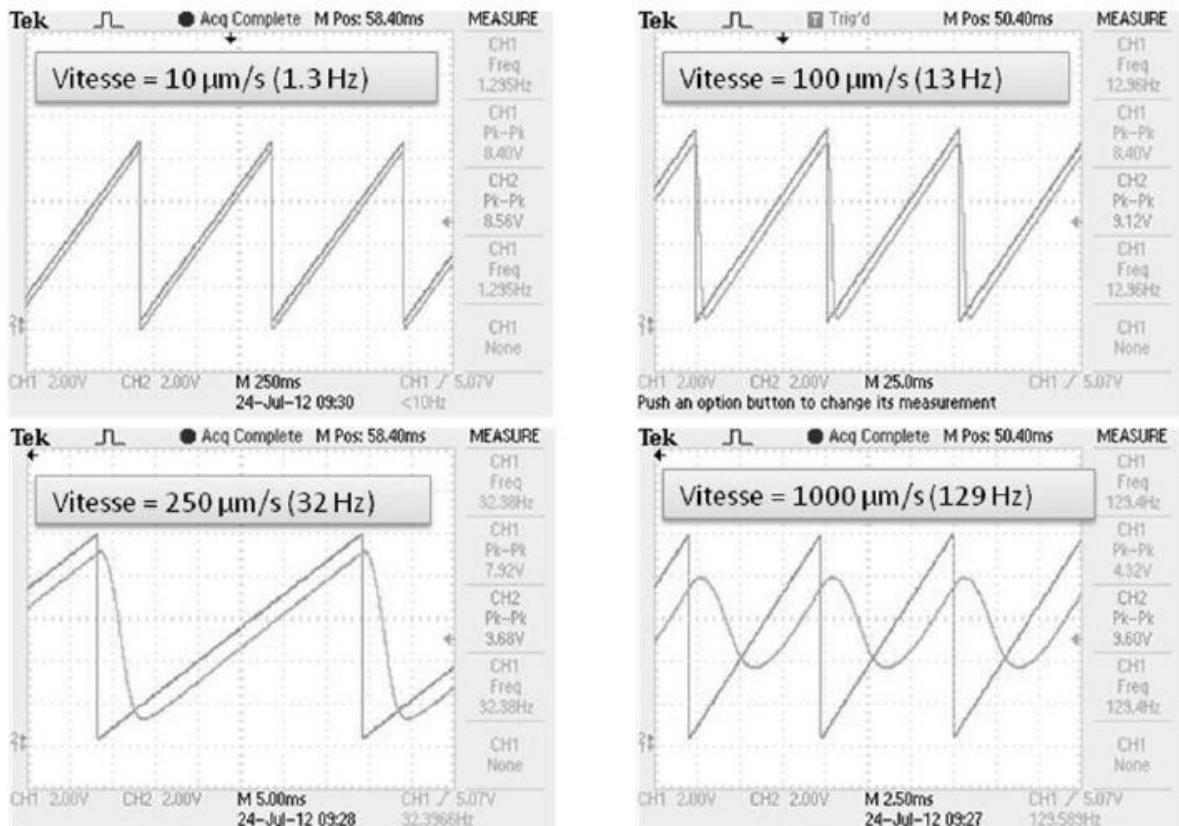


Figure 15. Réponse du piézo (orange) en fonction du voltage appliquée (bleu).

Le second inconvénient mentionné plus tôt est la faible vitesse maximale des franges d'interférence relativement à la technique des modulateurs de phase. En effet, plus la fréquence du signal en dents de scie appliquée au piézo-électrique est élevée, plus la fonction du déplacement du masque de phase sera déformée. La figure 15 illustre la réponse du piézo en fonction du voltage appliquée. Au-delà d'environ 30 Hz, le signal est significativement dégradé. En effectuant plusieurs périodes de réseau par cycle de déplacement des franges d'interférence, ceci limite le temps minimal pour un réseau d'un mètre à environ une heure, contrairement à la technique des modulateurs électro-optiques qui effectuent un réseau de Bragg aussi rapidement que le moteur de translation le permet (40 mm/s).

Dernièrement, cette approche diffère de celle des modulateurs électro-optique de façon significative quant à l'aspect de déplacement de l'interféromètre pendant l'écriture tel qu'il sera abordé à la dernière section de ce chapître.

### 1.7.4 Montage expérimental

Le montage de fabrication de réseaux de Bragg s'intègre dans un vaste projet de fabrication de composants optique par laser nommé FABULAS. Ce projet vise à intégrer en une même station plusieurs lasers (10 au total) pouvant être aisément substitués sur plusieurs plateformes de fabrications aisément accessibles. Outre un moteur de translation linéaire pour la fabrication de réseaux de Bragg, le montage possède également une station de fabrication avec des moteurs de translation 2D permettant entre autres de fabriquer des guides d'ondes plans.

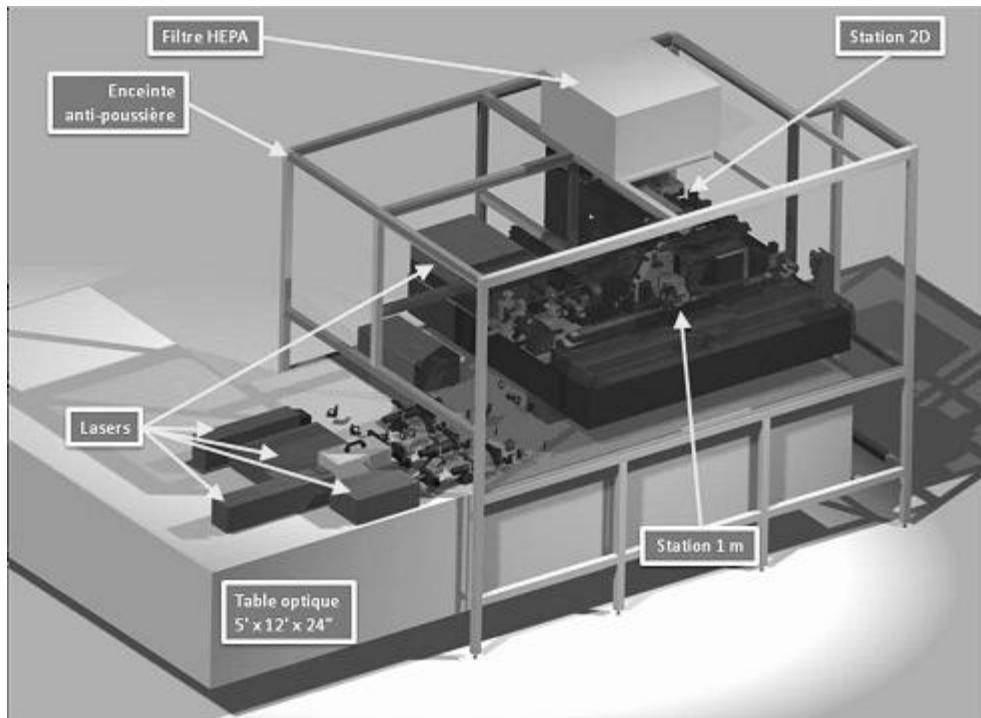


Figure 16. Schéma de la station FABULAS.

La figure 16 illustre le schéma de la station FABULAS. Un filtre HEPA installé au dessus d'une enceinte permet d'obtenir des conditions de salle grise à l'intérieur de l'enceinte. Le recours à une enceinte anti-poussière permet de maintenir les différents composants optiques propres tout en minimisant les courants d'air et les changements de température lors de la fabrication des composants. Outre les lasers UV permettant l'écriture des réseaux de Bragg, la station possède

également deux lasers femtosecondes 1064 nm et 1030 nm, un laser CO<sub>2</sub> de 10.6 μm ainsi que plusieurs lasers de hautes puissances.

#### **1.7.4.1 Lasers UV**

Deux lasers UV peuvent être utilisés pour obtenir des réseaux de Bragg. Le premier de ces lasers est un laser Xiton de 213 nm obtenu par génération de 5<sup>e</sup> harmonique d'un laser Nd :YVO<sub>4</sub>. À noter que l'usage de ce laser sera le sujet de l'article présenté au chapitre 4. Ce laser possède une puissance moyenne allant jusqu'à ~250 mW, une fréquence d'opération à 15 kHz et des impulsions d'une durée de 7 ns. Deux lentilles de CaF<sub>2</sub> sont utilisées pour collimer et agrandir le faisceau à sa sortie. L'usage de CaF<sub>2</sub> est fortement indiqué pour le laser de 213 nm étant donné la rapide dégradation de la silice sous son exposition. Dû à cette caractéristique, ce laser ne fut employé que dans le montage basé sur l'usage d'un piézo-électrique. En effet, les modulateurs électro-optiques ayant le potentiel d'être endommagés par le faisceau de 213 nm, il fut jugé sage de ne les utiliser qu'avec la source 266 nm.

Tel que mentionné, le second laser utilisé pour la fabrication de réseaux de Bragg est un laser de 266 nm, obtenu grâce à la génération de 4<sup>e</sup> harmonique d'un laser SpectraPhysics Nd :YVO<sub>4</sub>. Ce laser possède une puissance moyenne à 266 nm allant jusqu'à ~500 mW, quoiqu'une opération à ~200 mW soit plus soutenable au point de vue de la perte de puissance dû à la dégradation du cristal doubleur de BBO.

#### **1.7.4.2 Systèmes de déplacement**

Le système de déplacement utilisé pour la fabrication des réseaux de Bragg de 1 mètre est un moteur Aerotech de type « air-bearing » permettant une excellente stabilité de vitesse tout en offrant une précision en position de l'ordre de ~20 nm. Ceci est rendu possible grâce à un encodeur interférométrique Renishaw situé à l'extrémité du rail. Le système est monté sur un support de granit offrant la stabilité nécessaire pour atteindre la précision désirée.

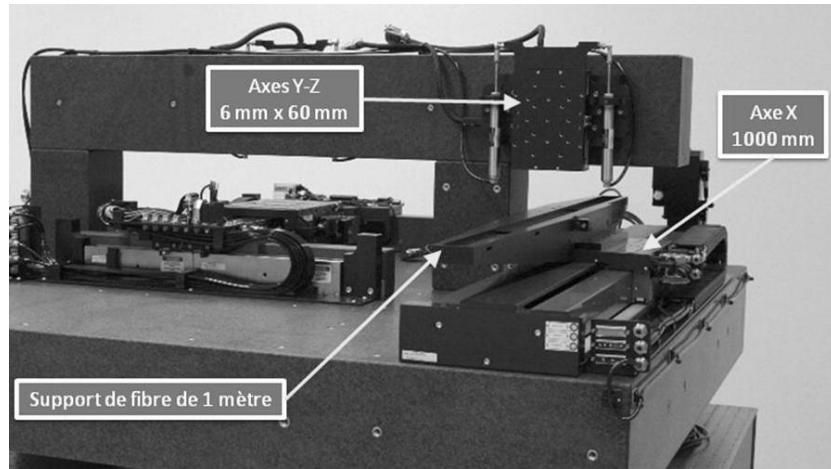


Figure 17. Photographie des systèmes de déplacement.

L’interféromètre est placé sur système de déplacement sur deux axes Aerotech positionné au dessus du moteur de 1 mètre. L’axe Y (horizontal) permet un déplacement de 6 mm, tandis que l’axe Z (vertical) permet un déplacement de 60 mm. Ces axes de déplacement permettent d’ajuster la distance et l’alignement entre la fibre et l’interféromètre. Contrairement à la façon de faire usuelle, l’écriture se fait donc à la verticale. Cette configuration fut nécessaire pour l’intégration générale dans le système FABULAS. Elle entraîne quelques défis d’alignement supplémentaires qui seront abordés au chapitre 7. La figure 17 illustre le montage des systèmes de déplacement.

#### 1.7.4.3 Support de fibre optique

La fibre optique est maintenue par une paire de pinces à fibre optique située aux extrémités du système de déplacement et soutenue par six supports de graphite avec rainure en V sur une barre d’INVAR attachée par son centre sur un support d’aluminium fixé sur le rail de déplacement de 1 mètre. Ces supports de graphite sont ajustables de façon à ce que la position de la fibre soit le plus près possible de la ligne droite. Ceci est possible grâce au système de cartographie de la fibre qui sera abordé dans une prochaine section. Ils sont aussi positionnés sur l’axe X de façon à supprimer les modes de résonnance de la fibre.

Un tensiomètre Transducer Techniques rétractable ayant une résolution de 1g est placé à l’extrémité du système de support à fibre de façon à étalonner la tension de la fibre avant chaque

écriture. La position de la fibre autour de l'axe X ainsi que la longueur d'onde de Bragg seront toutes les deux fonctions de cette tension.

#### 1.7.4.4 Interféromètres

Deux modules d'interféromètres interchangeables peuvent être aisément placés sur le système de placement 2D Y/Z. Ces interféromètres sont ceux décrits aux sections **1.7.2** et **1.7.3**. La figure 18 illustre le module de modulateurs de phase électro-optiques. Contrairement au montage piézo-électrique illustré à la figure 14, le masque de phase est monté directement sur le module, aucune vibration ne pouvant alors affecter l'interférence. Chaque modulateur peut être incliné selon deux axes pour faciliter l'alignement.

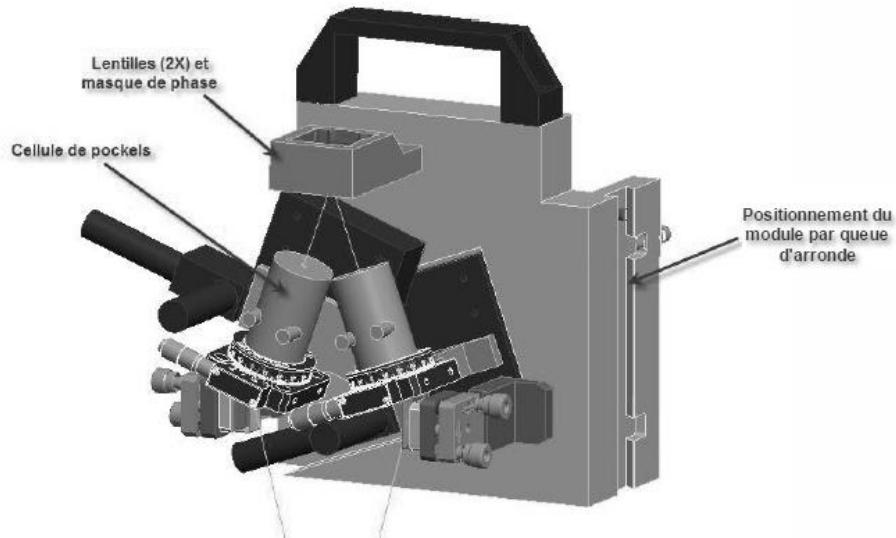


Figure 18. Schéma de l'interféromètre à modulateurs de phase électro-optiques.

#### 1.7.4.5 Modulateurs de phase électro-optiques

Les modulateurs électro-optiques utilisés sont des cellules Pockels, couramment utilisées comme obturateur pour lasers pulsés. Les effets électro-optiques sont des changements d'indice de réfraction d'un milieu tel que :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} + rE + gE^2 + \dots \quad (68)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction initial,  $r$  est le coefficient associé à l'effet Pockels et  $g$  le coefficient associé à l'effet Kerr. L'effet Pockels est un changement directement proportionnel au champ électrique appliqué tandis que l'effet Kerr en est un proportionnel au carré du champ appliqué. Les modulateurs utilisés ici font usage du BBO comme crystal non-linéaire étant donné qu'il est transparent à l'UV et qu'il est résistant aux hautes puissances crêtes 500 MW/cm<sup>2</sup> @1064 nm). Sa faible capacitance (<3 pF) permet aussi une opération ultra rapide (i.e. sans déformation du signal aux fréquences utilisées).

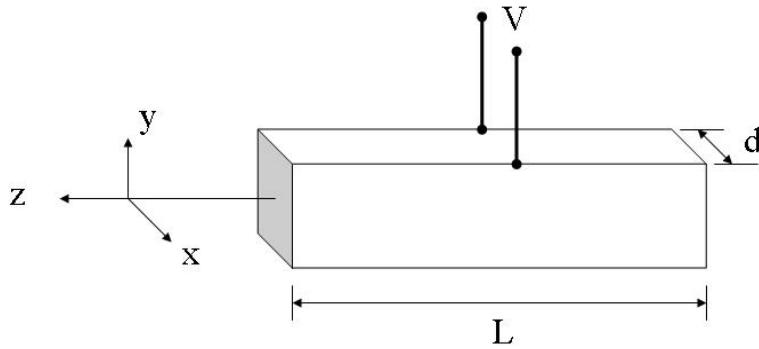


Figure 19. Schéma de la cellule Pockels. La propagation est selon l'axe  $z$  et le champ électrique est appliqué selon l'axe  $x$ .

La figure 19 illustre les caractéristiques de la cellule Pockels de BBO. La propagation se fait selon l'axe  $z$ , l'axe optique du cristal. Le BBO étant un cristal uniaxe négatif, si aucun champ électrique n'est appliqué, la polarisation du faisceau demeurera inchangée durant la propagation. Afin de déterminer l'orientation des modulateurs de phase, il est nécessaire de déterminer les axes propres  $x'$  et  $y'$  définis comme les axes selon lesquels la polarisation demeure inchangée sous l'action du champ électrique. Ce sont les grands et petits axes de l'ellipse d'indice qui est formée sous l'action du champ. L'équation de l'ellipsoïde d'indice du BBO sous l'action du champ électrique est :

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_e^2} + \frac{z^2}{n_e^2} - 2r_{22}xyE_x = 1 \quad (69)$$

où  $r_{22} = 2.5 \text{ pm/V}$  est un coefficient électro-optique et  $E_x$  est le champ électrique appliqué. Le changement de variable suivant représente la rotation de l'ellipsoïde d'indice :

$$x' = \frac{x+y}{\sqrt{2}} \quad (70)$$

$$y' = \frac{-x+y}{\sqrt{2}} \quad (71)$$

Ce changement de variable correspond à une rotation de  $45^\circ$  autour de l'axe  $z$ . On peut alors réécrire l'ellipsoïde d'indice :

$$x'^2 \left( \frac{1}{n_0^2} - r_{22} E_x \right) + y'^2 \left( \frac{1}{n_0^2} + r_{22} E_x \right) + \frac{z'^2}{n_e^2} = 1 \quad (72)$$

La rotation du système de coordonnée ne dépend pas alors du champ électrique appliqué. On peut alors approximer les indices associés aux axes propres dans l'approximation  $r_{22} E_x \ll 1/n_0^2$  :

$$n'_x = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_x \quad (73)$$

$$n'_y = n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_x \quad (74)$$

On obtient alors l'équation de l'ellipse :

$$\frac{x'^2}{n'_x^2} + \frac{y'^2}{n'_y^2} = 1 \quad (75)$$

L'orientation des cellules Pockels doit donc être de  $\pm 45^\circ$  par rapport à la polarisation incidente (horizontale par rapport à la fibre) si l'on veut induire des changements de phase opposées dans chaque bras de l'interféromètre.

L'alignement fin des modulateurs de phase est important étant donné qu'un désalignement entraînera la création d'une composante de polarisation orthogonale. La procédure d'alignement des modulateurs de phase est relativement simple. Sachant qu'un désalignement entraîne un changement de polarisation du faisceau, un polariseur à  $90^\circ$  est placé à la sortie du modulateur de phase de façon à chercher la position correspondant au minimum de puissance mesuré. Pour positionner les modulateurs à précisément  $45^\circ$  et selon l'inclinaison optimale, il est nécessaire d'appliquer une tension variable. Une tension continue permettrait de trouver une orientation

pour laquelle la puissance est minimisée, mais ceci pourrait être la conséquence d'un nombre entier de rotations de polarisation dû à la biréfringence. En appliquant une tension variant dans le temps, il est possible de déterminer l'orientation voulue en déterminant le point où la variation temporelle est nulle. La fréquence de cette variation est typiquement choisie comme étant basse de façon à pouvoir visualiser les changements dans la puissance mesurée.

L'amplitude  $V_{2\pi}$  du voltage correspondant à un changement de phase  $2\pi$  est déterminée empiriquement. Pour ce faire, on détermine l'amplitude tel que l'indice de modulation induit sur une fibre immobile est minimal. Ceci est grandement simplifié par l'usage du réflectomètre Luna OBR qui permet de caractériser indépendamment plusieurs réseau de Bragg écrits en série sur la même fibre optique, évitant alors d'avoir à reconnecter une nouvelle fibre entre chaque mesure. Ce voltage fut expérimentalement déterminé comme étant  $V_{2\pi} = 17.2$  V à une longueur d'onde de 266 nm.

### **1.7.5 Cartographie de la fibre et déplacement de l'interféromètre lors de l'écriture**

Toutes les techniques de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs décrites précédemment se sont concentrées sur l'aspect optique du procédé en prenant pour acquis un mouvement parfaitement colinéaire de la fibre optique selon l'axe Z à vitesse constante à travers les franges. En réalité, il est difficile de maintenir un alignement parfait (de l'ordre du micron) sur une distance de plus de quelques centimètres. L'approche de tirer la fibre d'une monture stable présentée au courant de la maîtrise [21] pouvait potentiellement remédier à ce problème en ayant recours à une approche où la fibre était glissée à travers une monture fixe. Malheureusement, la friction encourue lors de ce déplacement et les petites variations de vitesse lors de l'enroulement dégradaient la qualité du réseau de Bragg.

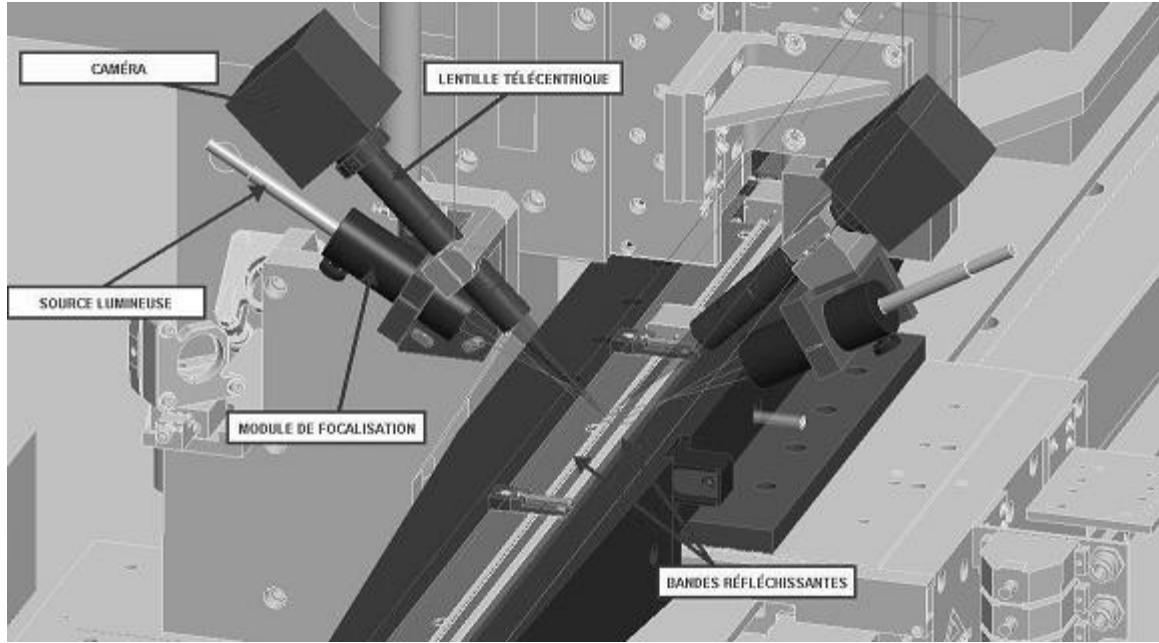


Figure 20. Schéma du système de cartographie de la position de la fibre optique.

Un des aspects particulièrement novateurs de la technique de fabrication présentée dans cette thèse est la compensation du désalignement de la fibre optique par le déplacement de l'interféromètre pendant le processus d'écriture. Pour ce faire la position de la fibre optique sous une tension prédéterminée est d'abord caractérisée selon deux axes autour de l'axe de déplacement Z de la fibre à l'aide de caméras positionnées à 45° de l'interféromètre. La figure 20 montre un schéma du montage de caractérisation de la position de la fibre optique. Il est alors possible de déplacer légèrement l'interféromètre lors de l'écriture de façon à maintenir le foyer au centre du cœur de la fibre pendant l'écriture.

La figure 21 illustre un exemple de cartographie de la position de la fibre. La position de la fibre est échantillonnée selon une certaine distance entre chaque point, puis une fonction de position est ensuite interpolée. À l'origine, ce système de cartographie de la fibre était destiné à l'usage d'un montage d'écriture de réseaux de Bragg femtoseconde point par point. Dans ce contexte où une lentille est placée à environ 3 mm de la fibre, il est particulièrement important de demeurer aligner avec le cœur de la fibre optique lors de l'écriture du réseau. Un simple désalignement de quelques microns entre la fibre et le foyer empêcherait la formation du réseau.

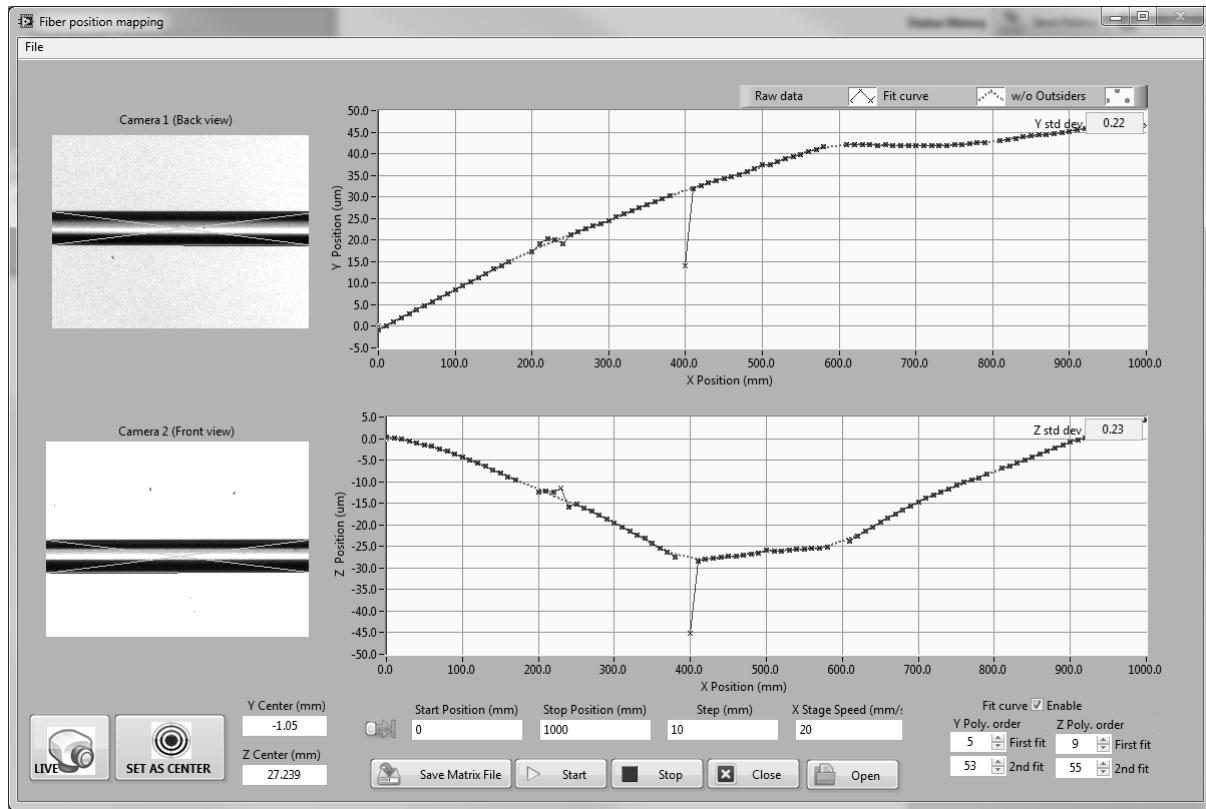


Figure 21. Interface de cartographie de la fibre optique.

Dans le cas de l’écriture de réseaux de Bragg par les méthodes énoncées dans cette thèse, la taille du faisceau au point de foyer demeure beaucoup plus importante que celle du cœur de la fibre (~100 µm vs. 10 µm). Le bénéfice d’arriver à uniformiser la puissance reçue dans le cœur de la fibre en contrepartie de possiblement induire de nouvelles sources d’erreurs dans la structure du réseau en déplaçant l’interféromètre n’est a priori pas évident. Une analyse détaillée des erreurs possiblement induites et évitées sera présentée au chapitre 7 en plus d’être abordée dans l’article présenté au chapitre 5.

## CHAPITRE 2

### RÉSEAUX DE BRAGG ULTRA-LONGS ET LASERS À FIBRE

Ce chapitre présente un résumé des différents concepts de lasers à fibre optique abordés durant cette thèse. Après une revue des concepts fondamentaux, une emphase particulière est mise sur les lasers aléatoires, ce concept étant le sujet de deux des articles présentés dans cette thèse. Les méthodes de fabrication et les montages expérimentaux de caractérisation sont aussi présentés.

#### **2.1 Lasers à fibre**

L'histoire des lasers à fibre commença seulement un an après la première démonstration d'un laser dans un cristal de rubis par Maiman en 1960 [67]. En effet, un premier laser « à fibre » fut démontré par Snitzer [68] dans une fibre dopée au néodyme et pompée latéralement. Un premier laser à fibre pompé longitudinalement fut démontré en 1973 par Burrus et al. [69], permettant d'obtenir une meilleure efficacité ainsi qu'une opération monomode. Avec l'arrivée des fibres optiques de haute qualité et des premiers amplificateurs à fibre à l'erbium (EDFA) en 1987 [70] qui permettaient les communications optiques sur de longues distances à faible coût, les premiers lasers à fibre à erbium ont été commercialisés. Ces premiers lasers permettaient une opération monomode et continue de quelques dizaines de milliwatts aux transitions des ions de terres rares.

L'usage des ions de terres rares tel que l'erbium, le néodyme, l'ytterbium, l'holmium et le thulium permet d'obtenir des lasers à fibre sur une vaste gamme de longueurs d'onde. De par le nombre atomique élevé, les terres rares possèdent de nombreuses transitions électroniques dans certaines bandes infrarouges. La présence de ces terres rares dans un verre entraîne un élargissement des bandes d'absorptions et d'émission ainsi qu'une modification des temps des vies des transitions (autant radiatives que non radiatives) et donc des niveaux métastables. Diverses bandes où il est possible d'obtenir une amplification optique peuvent donc être obtenues. L'emphase initiale des recherches se porta principalement sur l'usage de l'erbium qui permet d'obtenir des amplificateurs et lasers dans la région  $\sim 1.55$  um où l'absorption des fibres optiques est minimale.

L'erbium ne permettant pas une densité de dopant suffisante pour obtenir des puissances moyennes significatives (de part les interactions ions-ions qui limitent la stabilité des lasers au-delà d'une certaine concentration), les applications de laser de haute puissance ont recours au

néodyme et à l'ytterbium [71]. Ces lasers ont généralement recours à une fibre à double gaine qui permet d'injecter une très haute puissance de pompe grâce à l'utilisation de diodes de pompes multimodes et d'uniformiser le pompage sur une longue distance de fibre. Cette approche prit beaucoup d'ampleurs au courant des années 2000, cumulant par la commercialisation de lasers à fibre de centaines de kW.

Outres les applications de laser de puissance, les lasers à fibre trouvent aussi applications comme sources pulsées et comme sources monofréquences comme il sera abordé plus loin. La large courbe de gain permet d'obtenir des impulsions ultra-courtes (allant jusqu'à  $\sim 50$  fs) à partir de différentes configurations de lasers à fibre en modes synchronisés [72, 73].

Les lasers à fibres possèdent de nombreux avantages par rapport aux lasers solides. Ils sont compacts, peuvent être refroidis passivement par leur ratio surface/volume élevé, émettent un faisceau de haute qualité et peuvent atteindre une haute efficacité de conversion. Dans les cas des lasers à fibre à double gaine, une efficacité de plus de 80% peut être atteinte. De plus, les lasers à fibre ne requièrent aucun alignement et sont beaucoup plus faciles à entretenir.

D'un autre côté, l'injection de la pompe dans un cœur monomode n'est pas nécessairement aisée. Les effets non-linéaires tels que les diffusions Raman et Brillouin peuvent limiter la puissance maximale pouvant être obtenue par des lasers mono-fréquence ou la qualité des impulsions des lasers opérés en régime de synchronisation modale. Les lasers à fibre sont aussi sensibles aux dommages (et au phénomène de « fuse » où le dommage peut se propager sur toute la longueur de la fibre [74, 75]) même à des puissances inférieures au supposé seuil de dommage.

### **2.1.1 Pompe et gain**

Divers mécanismes de gains peuvent être utilisés dans le contexte des lasers à fibre. Tel que mentionné à la section précédente, les terres rares peuvent émettre sur plusieurs bandes de transitions. Une fibre dopée à l'erbium est utilisée pour le laser aléatoire à fibre présenté au chapitre 3. L'erbium est considéré comme étant un système à quasi 3 niveaux et peut être pompé à  $\sim 980$  nm et à  $\sim 1480$  nm.

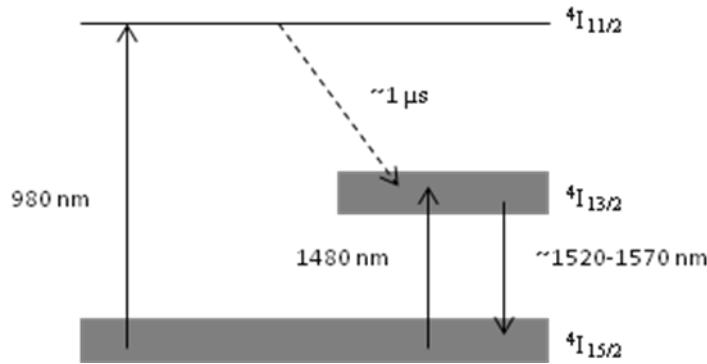


Figure 22. Diagramme des niveaux d'énergie de l'erbium.

La figure 22 illustre les niveaux d'énergie de l'erbium. Dans un système à 3 niveaux, la transition laser se fait sur le niveau fondamental, entraînant une forte absorption à la longueur d'onde du signal. Le seuil d'inversion de population du laser tend alors à être relativement élevé. Le système est pompé dans un niveau d'énergie supérieur qui subit une transition non radiative vers l'état excité de la transition laser. Dans le cas d'un laser à 4 niveaux, la transition laser se fait aussi sur un état intermédiaire qui subit par la suite une transition non-radiative vers l'état fondamental. Ceci fait en sorte de réduire le seuil de puissance de pompe nécessaire, la réabsorption du signal laser par le milieu étant évitée. Le néodyme est généralement considéré comme un système à 4 niveaux. L'erbium possède aussi 4 niveaux, mais l'état inférieur de la transition laser est tellement proche de l'état fondamental que le système est considéré à quasi 3 niveaux. Cette caractéristique fait en sorte que le spectre de gain dépend de la puissance de pompe et qu'à des longueurs d'ondes de signal plus élevées, le système se comporte de plus en plus comme un système à 4 niveaux.

Tel qu'illustré sur la figure 22, il est possible de pomper une fibre dopée à l'erbium à 1480 nm. Cette transition peut se faire à l'intérieur des mêmes niveaux que le signal émis parce que la section efficace d'absorption à 1480 nm est supérieure à la section efficace d'émission d'un facteur d'environ 4. Les diodes 1480 nm ont généralement été utilisées pour les applications d'amplificateurs parce qu'elles offrent une meilleure fiabilité à long terme et que le défaut quantique (la différence d'énergie entre les photons de pompe et de signal) est inférieure. Elles ont par contre l'inconvénient d'introduire plus de bruit que les diodes de 980 nm étant donné l'émission stimulée de la pompe qui nuit à l'inversion de population.

Un second mécanisme de gain fréquemment utilisé pour les lasers à fibre et les amplificateurs est la diffusion Raman stimulée. Dans ce type de transition, la transition entre le niveau d'énergie supérieure vers le niveau fondamental se fait par l'entremise de la création d'un phonon dit « optique ». On parle alors du signal Stokes, l'anti-Stokes correspondant à la situation opposée où un phonon est absorbé avec un photon lors de la transition de l'état fondamental à l'état excité. La figure 23 illustre les niveaux d'énergie de la transition.

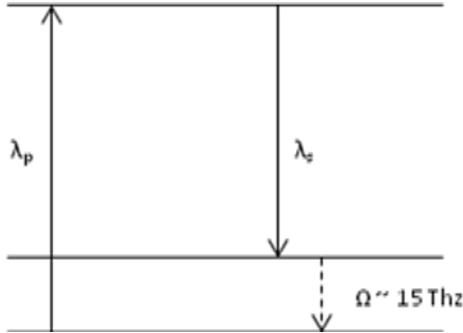


Figure 23. Diagramme de transition de l'émission Raman stimulée.

L'article présenté au chapitre 6 présente d'ailleurs un laser à fibre basé sur la diffusion Raman. L'avantage principal de ce type de laser est que n'importe quelle longueur d'onde d'émission peut être obtenue avec un choix appropriée de longueur d'onde de pompe à la condition que le média soit transparent à la pompe et au signal. Les transitions des terres rares ne couvrant qu'une faible portion du spectre visible et infrarouge, les lasers Raman sont souvent la principale avenue pour obtenir certaines longueurs d'ondes d'intérêt. La flexibilité est d'autant plus grande qu'il est possible de cascader plusieurs fois le phénomène en superposant plusieurs cavités [76].

Plutôt que d'être dépendant de la concentration d'ions de terres rares, dans le cas d'un laser Raman c'est la non-linéarité du milieu qui détermine le coefficient de gain. Ce gain est généralement relativement faible en comparaison avec d'autres mécanismes de gain, faisant en sorte que la fibre optique est un milieu idéal pour obtenir le seuil laser de par sa longueur. Dans les fibres optiques de silice, le gain est assez limité ( $g \sim 10^{-13} \text{ m/W}$ ), faisant en sorte d'exiger des puissances de pompes variant généralement entre quelques centaines de mW et plusieurs W. Le signal Raman peut alors être obtenu sur une large bande et maximisé entre 12 et 15 THz.

## 2.1.2 Lasers DBR

Les lasers à fibre peuvent être réalisés avec divers configurations de cavités optiques. La plus commune est la cavité Fabry-Perot (FP) qui est simplement obtenue en plaçant le milieu de gain entre deux miroirs. Les premières configurations de lasers à fibre utilisaient des miroirs métalliques ou diélectriques placés directement en contact avec la sortie de la fibre ou simplement la réflexion de Fresnel de l'extrémité de la fibre. Avec l'arrivée des réseaux de Bragg à fibre, il devint ensuite beaucoup plus aisément d'obtenir des cavités FP aux longueurs d'onde désirées.

On appelle ce type de laser à fibre « DBR » (pour distributed Bragg reflectors). L'intervalle spectral libre de cette cavité est donné par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (76)$$

où L est la distance entre les réseaux de Bragg. Il est possible d'opérer les lasers DBR en mono-fréquence, mais cette opération est a priori peu robuste. À titre d'exemple, supposons une cavité de 5 cm qui possède un intervalle spectral libre de  $\sim 17$  pm. Il est possible d'obtenir un réseau de Bragg de largeur de bande zéro à zéro de moins de 17 pm si celui-ci possède aussi une longueur de 5 cm dans la limite d'un réseau de Bragg faible. Le laser peut alors avoir tendance à subir des sauts de modes et doit être stabilisé en température en plus d'avoir recours à divers éléments supplémentaires comme des rotateurs de Faraday ou des filtres Fabry-Perot [77, 78].

## 2.1.3 Lasers DFB

Un autre type de cavité optique intéressante pour obtenir une opération mono-fréquence est la cavité DFB [50-53]. Dans cette configuration, tout le milieu de gain est confondu avec un réseau de Bragg. Un saut de phase de  $\pi$  est typiquement placé près du centre du réseau de façon à obtenir un mode de résonnance fort. Une cavité DFB favorise fortement un mode de résonnance axial, l'intervalle spectral libre étant significativement plus élevé que dans la configuration DBR, rendant l'opération mono-fréquence facile à obtenir et robuste.

Les lasers à fibres DFB permettent aussi de réduire le bruit d'intensité et de phase et donc d'obtenir une faible largeur de raie. Étant donné qu'il est difficile d'obtenir de longs réseaux de

Bragg, la limite fondamentale de largeur de raie déterminée par l'équation de Schawlow Townes est supérieure à ce qu'il est théoriquement possible d'obtenir dans une configuration DBR plus longue. L'équation de Schawlow–Townes est :

$$\Delta\nu = \frac{h\nu\theta\alpha T}{4\pi\tau^2 P} \quad (77)$$

où  $T$  est la transmission de sortie,  $\alpha$  est la perte totale de la cavité,  $\tau$  est le temps d'aller-retour de la cavité,  $P$  est la puissance d'émission et  $\theta$  le facteur d'émission spontanée. La longueur de la cavité étant limitée, il peut être difficile d'avoir une absorption de la pompe efficace sans le recours à une fibre hautement dopée. L'efficacité de conversion et la puissance maximale pouvant être atteinte est aussi limitée. Tel que mentionné dans l'introduction, des lasers DFB à effet Raman ont récemment été démontrés par divers groupes [46-48]. D'abord décrits théoriquement en 2001 par Perlin *et al.* [49], la première démonstration expérimentale eut lieu seulement 10 ans plus tard en 2011 [46]. Ceci est dû à la grande difficulté d'obtenir des réseaux de Bragg ultra-longs nécessaires aux lasers DFB à effet Raman.) Les seuils de puissance de pompe de ces lasers sont aussi significatifs en comparaison à leurs analogues de terres rares, nécessitant des puissances allant de ~500 mW [47] à quelques W [46]. Ils possèdent en contrepartie les mêmes caractéristiques avec l'avantage supplémentaire d'offrir de nouvelles plages de longueurs d'onde d'émission.

## 2.2 Lasers à fibre aléatoires

Les lasers à fibre aléatoires sont le sujet de deux des articles présentés dans cette thèse (chapitre 3 et chapitre 6). Cette section présente un résumé du concept de laser aléatoire et de son application en lasers à fibre.

Un laser typique comporte généralement deux composantes essentielles : un milieu de gain où l'amplification de la lumière se produit par émission stimulée et une cavité optique qui augmente le nombre de passage des photons dans le milieu de gain. Lorsque la condition « gain = perte » est satisfaite, le laser atteint son seuil. La cavité, généralement constituée de deux miroirs, détermine aussi les modes du laser, i.e. sa direction et ses fréquences de résonance. Un laser aléatoire fonctionne selon la même condition de « gain = perte », mais les modes de résonances sont plutôt déterminés par les multiples diffusions de la lumière dans un milieu désordonné.

Le concept de laser aléatoire s'applique donc à beaucoup de configurations lasers pouvant avoir relativement peu en commun. À noter que ce mécanisme de diffusions multiples est très commun et détermine la couleur apparente des poudres, peintures blanches et nuages. Dans ces exemples, la diffusion de la lumière entre les particules du milieu est incohérente, i.e. que la rétroaction se fait en *intensité* et qu'il n'y a pas d'effets d'interférences. Il est aussi possible d'obtenir des diffusions multiples cohérente de la lumière, i.e. où la rétroaction se fait en *amplitude*. Le terme de phase est alors important et la rétroaction présente donc une dépendance en fréquence. Un exemple de ce type de diffusion multiple cohérente est le phénomène de « speckle » facilement observable lorsqu'un laser est diffracté d'un objet. Ces concepts de rétroactions cohérente et incohérente sont importants dans la compréhension des lasers aléatoires.

Le concept de laser aléatoire origine de Letokhov qui, dans une série d'articles à partir de 1966 [79], s'intéressa à la génération de lumière dans un milieu interstellaire. En présence de nombreux diffuseurs, tels que des particules de poussières, les photons peuvent diffuser et si un mécanisme qu'il appela « absorption négative » est capable d'augmenter leur nombre proportionnellement au volume et qu'à l'opposé les pertes sont proportionnelles à la surface totale, il existe un volume au dessus duquel le gain devient supérieur aux pertes et où l'intensité diverge. Les mathématiques décrivant le phénomène étant similaires à un réacteur à neutrons, il fut qualifié de « bombe photonique ». Évidemment la saturation du gain empêche toute explosion. C'est le premier modèle de laser par rétroaction incohérente. À noter que ce n'est pas parce que la rétraction est qualifiée d'incohérente que l'émission laser l'est aussi, la cohérence d'un laser étant une propriété qui n'est pas seulement dépendante de la cavité.

Plusieurs types de lasers aléatoires ont depuis été démontrés : dans divers poudres fines [80-82], des colorants avec suspensions colloïdales [33], des couches organiques [83, 84], des fibres optiques [34, 36, 44, 85] et même sur des ailes d'insectes [86]. Les lasers aléatoires à fibre optique se démarquent des autres de par la géométrie unidimensionnelle et par le fait que le milieu est relativement transparent à la longueur d'onde de pompe, contrairement aux poudres par exemple où la faible pénétration de la pompe élève significativement la puissance de pompe nécessaire.

## 2.2.1 Types ou régimes de laser aléatoire

Deux types de régimes de lasers aléatoires sont souvent distingués dans la littérature. Tel que mentionné précédemment, le mécanisme de rétroaction est déterminant dans la qualification des lasers aléatoires.

### 2.2.1.1 Rétroaction incohérente et diffusion aléatoire

Ce premier régime de laser aléatoire est celui associé à une rétroaction incohérente telle que décrite précédemment. Le comportement de diffusion d'un système est caractérisé par constante de diffusion  $D$  qui est la produit de la vitesse moyenne des particules et du libre parcourt moyen  $l^*$ . Le régime diffusif des photons est valides dans la limite où  $\lambda \ll l^* \ll L$  où  $L$  est la longueur du système. Cette condition implique qu'un photon subit un grand nombre de collisions avant de sortir du système.

La première démonstration de laser aléatoire est souvent attribuée à Lawandy *et al.* qui, en 1994, démontrent un laser aléatoire basé sur une suspension de colloïdes de  $TiO_2$  de 250 nm de diamètre dans une solution de méthanol et de rhodamine 6G [33]. Cette configuration de lasers aléatoires permettaient de faire varier le libre parcours moyen simplement en variant la concentration de colloïdes. Ce laser fut nommé « peinture laser ».

La première démonstration de ce régime de laser aléatoire par rétroaction incohérente fut en fait réalisée en 1967 par Ambartsumyan *et al.* [87] parallèlement aux travaux théoriques de Letokhov. Un laser fut obtenu en remplaçant un des miroirs d'une cavité FP par une surface diffusante. C'est l'exemple le plus simple d'une cavité où la lumière ne revient pas sur sa trajectoire initiale. La rétroaction de la cavité ne sert alors qu'à garder une partie des photons dans le milieu de gain. Les modes ne sont pas pour autant absents : plutôt que d'obtenir un nombre limité de résonnances de hauts facteurs de qualité comme dans une cavité conventionnelle, un grand nombre des résonnances de faible facteur de qualité  $Q$  sont alors obtenus et se chevauchent spectralement. La longueur d'onde d'émission d'un tel laser est alors déterminée par la courbe de gain. En augmentant la puissance de pompe, le spectre d'émission devient plus étroit, mais beaucoup plus lentement que dans un laser conventionnel. La cohérence spatiale d'un tel laser, i.e. la capacité de chacun des points d'un front d'onde d'interférer entre eux, est très faible.

Plus récemment, une multitude de configurations de lasers aléatoires à fibre basés sur une rétroaction incohérente furent démontrés [34, 36, 88-91]. Ces lasers utilisent la diffusion de Rayleigh comme mécanisme de rétroaction et la diffusion Raman ou même Brillouin comme mécanisme de gain. La diffusion de Rayleigh est un phénomène élastique, i.e. qu'un photon conserve la même longueur d'onde après la collision, contrairement aux diffusions Raman et Brillouin. L'effet étant relativement faible, une très longue « cavité » variant de 10 à 200 km doit être utilisée. La longueur d'onde d'émission du laser est alors déterminée par la courbe de gain Raman. La figure 24 montre un exemple de laser aléatoire à fibre basé sur la diffusion de Rayleigh. L'utilisation d'un réseau de Bragg à une extrémité du laser permet de sélectionner la longueur d'onde d'émission et d'augmenter la cohérence temporelle du laser [36]. Étant basé sur une rétroaction incohérente, la largeur de raie demeure tout de même relativement importante pour ce type de laser (minimum 0.05 nm [88]).

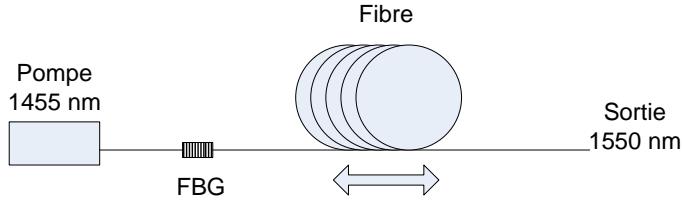


Figure 24. Schéma d'un montage de laser aléatoire basé sur la diffusion de Rayleigh.

### 2.2.1.2 Rétroaction cohérente et localisation de la lumière

Un second régime de laser aléatoire apparaît lorsque que la valeur du libre parcours moyen s'approche de la longueur d'onde. Les « modes », parfois appelés quasi-modes, de la cavité se définissent de plus en plus et passent d'une situation où ils se chevauchent spectralement à une situation où ils sont distincts. La rétroaction est alors considérée comme cohérente. Cette situation est considérée comme étant précurseur à la localisation d'Anderson.

La localisation d'Anderson est un concept de la physique de la matière condensée [30]. Elle se définit comme l'absence de diffusion des ondes dans un milieu désordonné. Un degré de désordre dans un cristal nuit à la conductibilité électrique du solide, et pour certaines énergies, la fonction d'onde de l'électron est localisée. Deux critères sont associés à la localisation d'Anderson. D'abord le critère de Thouless :

$$\delta\lambda / \Delta\lambda \leq 1 \quad (78)$$

exige que la largeur des modes  $\delta\lambda$  soit inférieure à l'intervalle spectral libre. Deuxièmement, le critère de Ioffe-Rigel :

$$kl^* \approx 1 \quad (79)$$

définit la relation entre  $k$  le nombre d'onde et le libre parcours moyen  $l^*$ . Ce critère est expérimentalement beaucoup plus difficile à réaliser que le critère de Thouless. On qualifie alors la situation de localisation « faible » par opposition à la localisation « forte » où les deux critères sont satisfaits.

L'application des concepts de localisation d'Anderson aux photons fut d'abord proposée par Sajeev John en 1987 [92]. Il suggéra que le critère de Ioffe-Regel pourrait être plus facilement satisfait dans un cristal ayant un certain degré de désordre, étant donné la faible densité d'états aux abords de la bande interdite. Lorsque la fréquence de la lumière est aux abords de la bande interdite, le critère de Ioffe-Regel devient :

$$k_c l^* \approx 1 \quad (80)$$

où  $k_c$  est le nombre d'onde du cristal. La localisation est donc plus facile à obtenir dans un contexte intermédiaire entre l'ordre et le désordre que dans un milieu totalement désordonné [93]. L'usage de réseaux de Bragg à fibre semble donc a priori propice pour réaliser le phénomène.

Shapira *et al.* [31] proposèrent en 2005 d'utiliser une longue série de courts réseaux de Bragg distancés aléatoirement comme moyen d'obtenir la localisation de la lumière dans les fibres optiques. Une série de réseaux de Bragg quasi identiques furent simulés avec la méthode des matrices de transfert et réalisés expérimentalement avec la même conclusion. La propriété intéressante d'une telle succession de réseaux de Bragg est que le coefficient de transmission  $T_N$  du système de  $N$  réseaux de Bragg varie asymptotiquement tel que :

$$T_N = \tau^N \quad (81)$$

où  $\tau$  est le coefficient de transmission d'un réseau de Bragg individuel. La transmission du système s'approxime donc comme une simple multiplication des éléments individuels et l'effet

des multi-réflexions est négligeable. Cette succession de réseaux de Bragg se comportera donc asymptotiquement de façon exponentielle, tout comme un réseau parfaitement périodique.

À l'opposé, un traitement d'optique géométrique du même système aléatoire entraîne que la transmission  $T_N$  est inversement proportionnelle au nombre d'éléments N tel que :

$$T_N = \frac{\tau}{\tau + N(1-\tau)} \quad (82)$$

Il s'ensuit donc que de considérer les ondes comme incohérentes et de moyenner les phases n'est pas équivalent. Malgré que la propagation soit aléatoire, différents trajets lumineux vont interférer de façon destructive au bout du système. Cette différence de comportement montre la nature ondulatoire du phénomène et permet de confirmer expérimentalement la présence du phénomène. La localisation est alors caractérisée par sa longueur de localisation  $\xi$  avec :

$$T(L) \sim \exp(-L / 2\xi) \quad (83)$$

qui donne une approximation de l'extension spatiale d'un quasi-mode et pose une limite approximative de la longueur minimale de la cavité permettant d'obtenir un laser aléatoire [94].

Un laser aléatoire basé sur les idées de Shapira et al. [31] fut publié en 2011 par Lizzaraga et al. [44]. Une succession de 31 réseaux de Bragg de 1 cm de longueur fut inscrite dans une fibre optique dopée à l'erbium. Le laser obtenu fut caractérisé après l'ajout de chaque réseau de Bragg. Selon les calculs de Shapira *et al.* [31], le comportement de localisation ne peut être alors considéré comme fort étant donné le nombre limités d'éléments. L'ajout de réseaux de Bragg supplémentaires au laser entraîna une baisse du seuil d'émission et une augmentation du nombre de fréquences émises. Il fut observé que les fréquences émises sont fixes (correspondant à différents quasi-modes) et que la puissance relative de chacune variait significativement dans le temps.

Les lasers aléatoires présentés aux chapitres 3 et 6 utilisent plutôt une série de sauts de phase en très grand nombre de façon à se rapprocher du comportement asymptotique de localisation décrit dans [31]. Ces sauts de phases furent d'abord obtenus passivement lors du processus d'écriture du montage initial de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs. La fibre était alors déplacée dans une monture fixe à l'aide d'un moteur rotatif. Les sauts de phase étaient le résultat de la friction

entre la fibre et la monture. Plus tard, le montage utilisant un moteur linéaire de 1 mètre permit d'inclure des sauts de phase à des positions prédéterminées.

## **CHAPITRE 3 ARTICLE 1: FABRICATION OF HIGH QUALITY, ULTRA-LONG FIBER BRAGG GRATINGS: UP TO 2 MILLION PERIODS IN PHASE**

Ce chapitre retranscrit un article publié dans le journal *Optics Express* en 2014. Celui-ci décrit la première réalisation expérimentale de réseaux de Bragg ultra longs de hautes qualités. Étant l'objectif initial du projet, l'obtention de ces résultats est probablement l'accomplissement le plus important de cette thèse et celui qui a nécessité le plus de travail. L'article décrit en détail comment la technique de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs démontrée pour la première fois durant les travaux de maîtrise est améliorée de façon à pouvoir obtenir une qualité de réseaux jamais obtenue auparavant. Cette modification passe par l'implémentation d'un système de cartographie de la position de la fibre ainsi que par un déplacement de l'interféromètre au cours de l'écriture. L'impact sur la qualité du réseau de Bragg est analysé théoriquement. Divers résultats de réseaux uniformes (de 10 à 100 cm) et chirpés sont par la suite démontrés.

### **3.1 Authors**

Mathieu Gagné<sup>1,\*</sup>, Sébastien Loranger<sup>2</sup>, Jerome Lapointe<sup>2</sup> and Raman Kashyap<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Engineering Physics, École Polytechnique de Montréal, 2900 Édouard-Montpetit, Qc, Montreal H3T 1J4, Canada*

<sup>2</sup> *The Fabulas Laboratory, Department of Electrical Engineering, École Polytechnique de Montréal, 2900 Édouard-Montpetit, Qc, Montreal H3T 1J4, Canada*

### **3.2 Abstract**

The fabrication and characterization of high quality ultra-long (up to 1m) fiber Bragg gratings (FBGs) is reported. A moving phase mask and an electro-optic phase-modulation (EOPM) based interferometer are used with a high precision 1-meter long translation stage and compared. A novel interferometer position feedback scheme to simplify the fabrication process is proposed and analyzed. The ultra-long uniform FBGs show near perfect characteristics of a few picometer bandwidth, symmetrical, near theory-matching group-delay and transmission spectra. Grating

characterization using optical backscattering reflectometry and chirped FBGs are also demonstrated. Limitations of the schemes are discussed.

### 3.3 Introduction

Fiber Bragg grating fabrication techniques have been much refined since their discovery in 1978 by Hill et al. [1], but high quality ultra-long FBG fabrication ( $>10$  cm) remains an experimental challenge. The traditional holographic fabrication technique relying on a phase mask [3] limits the maximum grating length to that of the phase mask. Longer FBGs were first obtained by stitching together a large number of FBGs written sequentially using the phase mask technique [15]. Following this scheme for ultra-long FBG fabrication, techniques were developed to lift the dependence on the phase mask and to allow the fabrication of ultra-long gratings of arbitrary profiles [16, 18-20, 22]. However, the fabrication of very high quality FBGs remains a challenge. Recently (2011), Chung et al. [20] published a modified scheme of the piezo-mounted phase mask technique, but noted the practical implementation as being extremely challenging and experimental results were far from ideal.

Ultra-long FBG fabrication is motivated by applications such as dispersion compensation [23], narrow-band optical add-drop multiplexers [25], fiber lasers [26], speciality gratings for pulse shaping [27] and lately in signal processing for RF, microwave and THz regions [28]. Many of these applications become possible only if one can control the amplitude and phase of the grating with great precision. This has not been possible for long FBGs.

In this paper, we present recent results on fabrication of unmatched quality ultra-long FBGs. The fabrication is based on a piezo-mounted phase mask technique analog to Petermann et al. [95], as well as an electro-optic phase-modulator (EOPM) based technique developed and presented in a previous article by the authors [21]. In the first case, the phase mask is mounted on a piezoelectric stage driven under a ramp signal. With a certain repetition rate, a continuously moving fringe pattern is created at a fixed position, which is synchronized to a moving fiber. In the latter case, the same moving fringe pattern is obtained by introducing EOPM (Pockels cells) in each arm of a Talbot interferometer and driving them under the same, but opposing ramp signals. This technique has the advantage of having no mechanical inertia suffered by the moving phase-mask technique, and allows a significantly faster writing speed by several orders of

magnitude – a great advantage for long FBGs. This improvement can be important in the case of hydrogen-loaded fiber for which the photosensitivity decays in time through hydrogen out-diffusion. Both techniques can be used to obtain arbitrary chirp, apodization and phase shift by varying the applied voltage and ramp signal frequency as shown in [96].

### 3.4 Fabrication setup

The EOPM technique was previously used in a configuration in which the fiber mount was fixed and the fiber was pulled with the fiber attached to a rotation stage [96]. This makes the optical alignment process trivial, but phase errors arising from frictional forces between the fiber and the mount, renders the writing speed unstable during the writing process, causing uncontrolled random phase-shifts to be incorporated in the grating [97]. Using a linear translation stage to move the fiber eliminates these issues.

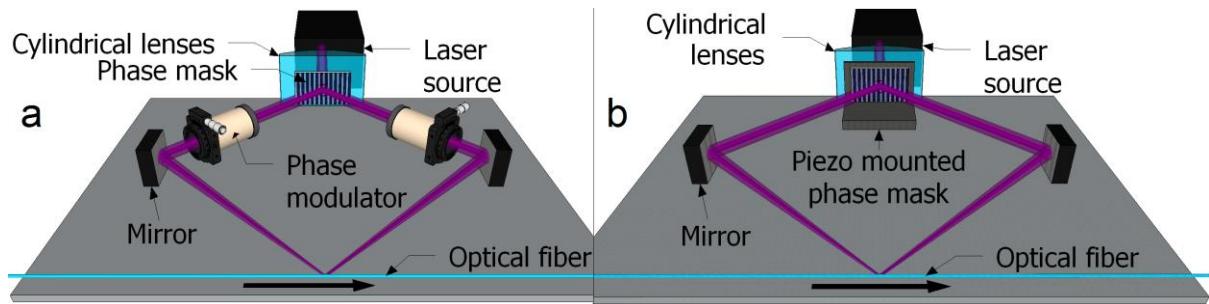


Figure 25 Schematics of the grating writing Talbot interferometers. (a) EOPM interferometer. (b) Piezo mounted phase mask interferometer.

Figure 25(b) shows a schematic of the piezo-mounted phase mask interferometer (mounted on another module that can be swapped easily), in which the phase mask is mounted on a piezoelectric stage, decoupled from the interferometer module to limit the impact of mechanical vibrations on the grating quality. Figure 25(a) shows the EOPM interferometer. In this case, the phase mask can be placed on the same mount since this technique is vibration free.

The main challenges for high quality ultra-long fiber Bragg gratings are obtaining a smooth and precise fiber movement, maintaining fiber alignment with respect to the beams over the translation length, and controlling the exposition parameters so that a single exposition is sufficient to obtain a strong and uniform FBG, provided that the fibre parameters are unchanging over the grating length. Multiple exposures are possible, but require a way to re-synchronize the

fringe phases with the previously written grating, which can be challenging to implement experimentally. In our recent implementation, a 1-meter long Aerotech air bearing translation stage assisted by a Renishaw laser interferometer encoder is used to move the fiber. The use of an interferometer allows this translation stage to have a high positional precision during inscription, effectively minimizing possible grating errors due to dynamic misalignment. By using a continuous writing scheme instead of a multiple exposition scheme, off positioning of the translation stage can be averaged out easily. The writing setup itself is mounted on a granite stage to further minimize vibrations.

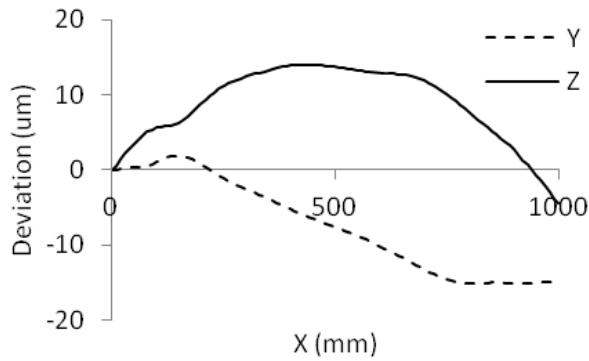


Figure 26. Example of fiber position mapping showing deviation versus fiber position along its length for both axes.

The fiber is held by two vacuum clamps at the ends of a 1 meter long invar bar. Invar was chosen for its stability with temperature changes that could occur during the fiber exposition. Six additional fiber supports are inserted between the clamps to reduce vibrations and mechanical bending of the fiber under its own weight. Even if they were perfectly aligned in a straight line, maintaining fiber alignment with respect to the UV-beams is not possible as the fiber hangs between supports. This effect is compensated for by mounting the interferometer on a two axis translation stage to follow the measured deviation in the position of the fiber along the 1 meter stage. This feature is critical for femtosecond writing of gratings, but is shown here that it can also be useful for UV writing. The fiber position mapping for a given fiber tension is done with two perpendicular cameras that track and record the fiber's position before writing.

### 3.5 Writing process analysis

The interferometer position feedback scheme allows the beam position to stay within a 1 um deviation from the core center while minimizing additional inscription errors in the grating index profile. This also simplifies the otherwise critical alignment of the translation stage with respect to the interferometer. Figure 27 shows an example of fiber position mapping. It can be argued that this scheme can worsen the grating quality by introducing its own sources of errors. As Fig. 42 shows, these errors come from the slight slipping of the UV beam along the periods of the phase mask that occurs when there is a slight misalignment of the incoming UV beams or when the phase mask is not perpendicular to the fiber. The effect is equivalent to the grating writing technique of Cole et al. [22] where the phase mask or the fiber is moved at a small speed compared to the scanning speed to induce chirp and apodization along the grating.

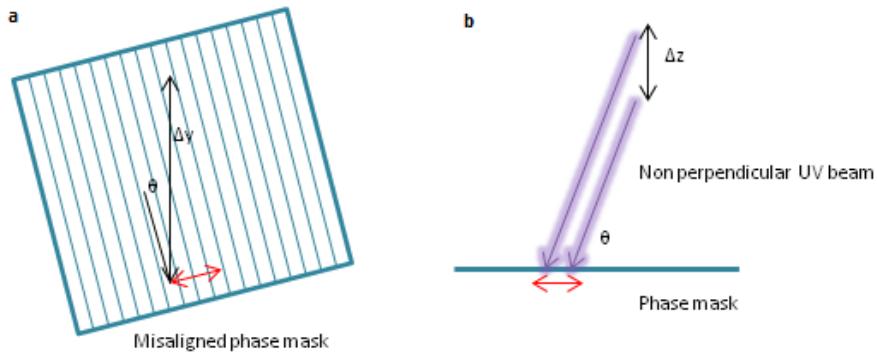


Figure 27. Illustrations of (a) misaligned phase mask and (b) non perpendicular UV beam.

As the interferometer is moved, the beam scans across the phase mask (in red).

If the phase mask is oriented incorrectly at an angle  $\theta$  to the fiber axis, the change in the Bragg wavelength from moving the beam along the phase mask by  $\Delta y$  over a fiber displacement of  $\Delta x$ , is given by:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{\Delta y \sin \theta}{\Delta x} \quad (84)$$

where  $\lambda_0$  is the initial Bragg wavelength.

Figure 28 shows that a misaligned phase mask can have a clear impact on the spectrum of grating with a few picometers bandwidth by inducing an undesired chirp. Experimentally, this angle can

be minimized easily by positioning the zeroth order beam and the high order diffracted beams to pass through the core of the fiber. For a 1-meter long uniform FBG with a  $\sim 2.5$  pm simulated bandwidth, this alignment is critical to obtain theory matching spectra.

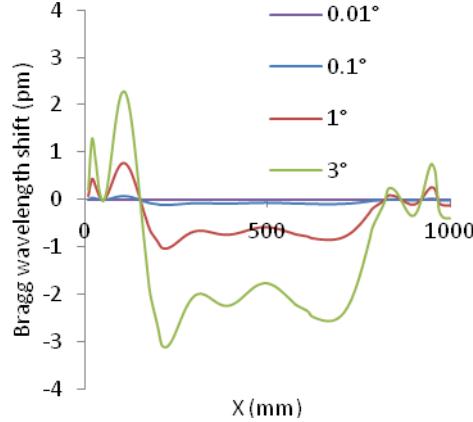


Figure 28. Bragg wavelength shift as a function of the fiber position for different phase mask angles for the data shown in Fig. 41.

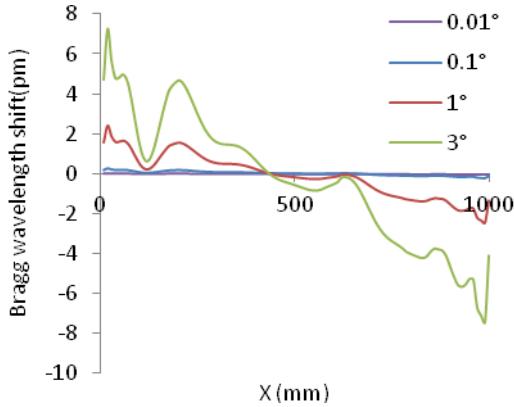


Figure 29. Bragg wavelength shift as a function of the fiber position for different incident beam angles for the data shown in Fig. 2.

The impact of an incident beam that is not perpendicular to the phase mask will be similar and is shown in Fig. 29. Moving the interferometer vertically can only be done with the EOPM technique since the phase mask for the piezo technique is not directly mounted on the interferometer. As the interferometer is moved in the vertical direction, the Bragg wavelength changes with the following relationship:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{\Delta z \tan \theta}{\Delta x} \quad (85)$$

which essentially gives the same dependence as previously for a misaligned phase mask. This angle can be minimized by simply reflecting the beam back along its own trajectory, and shows that the potential errors induced by slightly moving the interferometer can be effectively minimized with proper care. Proper alignment of the fiber is still important as any small deviation angle causes a small period change.

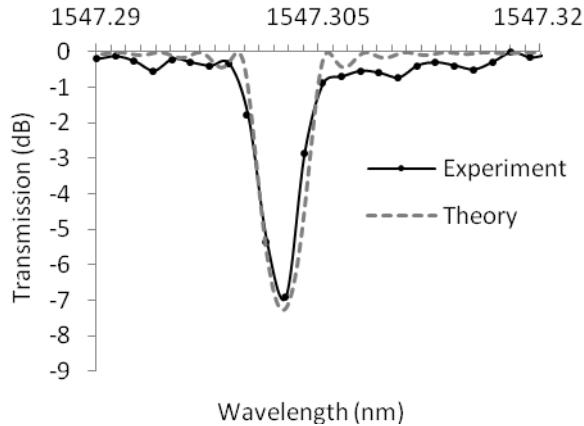


Figure 30. Experimental (written with the EOPM technique) and computed transmission spectrum of a 30 cm FBG.

## 3.6 Results

### 3.6.1 The EOPM interferometer

Figure 30 shows the transmission spectrum of a 30 cm long weak FBG fabricated with the EOPM technique and measured with a Luna optical vector analyzer (OVA) with a resolution of 1.58 pm. The hydrogen loaded fiber was exposed to 100 mW 266 nm Q-switched frequency quadrupled light from a Spectra Physics Nd:YVO<sub>4</sub> laser. The beam was focused using two cylindrical lenses to a spot size of 50 × 200 μm. The total exposure time was 30 minutes, corresponding to a writing speed of 166 μm/s. A grating of such length and -7 dB transmission dip has a theoretical bandwidth between the first zeros of ~6 pm, which only gives ~5 measurable points within the bandwidth. This is very close to the 6.4 pm bandwidth observed in the transmission spectrum

shown in Fig. 30. Longer gratings of narrower linewidth cannot be measured with precision using the OVA.

Figure 31 shows the group delay measurement of the same 30 cm long FBG. The group delay is symmetrical with respect to the Bragg wavelength and has a maximum delay of approximately -600 ps. From fig. 45, we can also approximate the bandwidth to contain 5 pm.

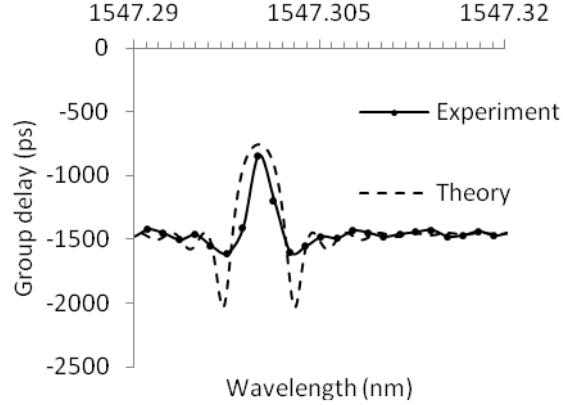


Figure 31. Experimental and computed group delay spectrum of a 30 cm long FBG.

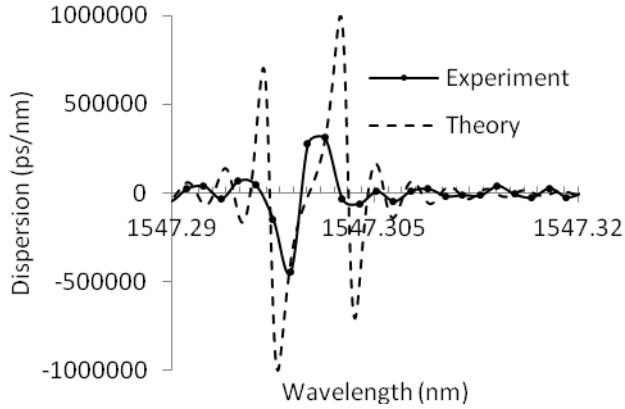


Figure 32. Experimental and computed dispersion spectra of a 30 cm long FBG written by the EO modulator technique.

Figure 32 shows the dispersion spectrum calculated from the previous results. This high dispersion value may have promising applications for signal processing or for nonlinear optical applications. As will be apparent from the subsequent measurements of transmission and reflection using a different technique for longer gratings of high quality, we can surmise that the

agreement between the simulated and measured dispersion is probably much better than the few points indicate in Figs. 31-32.

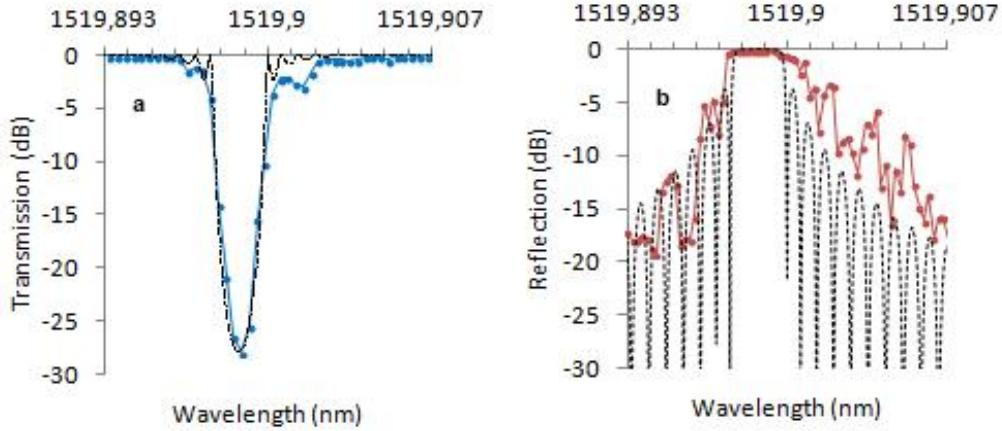


Figure 33. Experimental (colored) and computed (in dash) of (a) transmission spectrum and (b) reflection spectrum of a 1 meter long FBG written by the EOPM technique.

High quality 1-meter long FBGs with strong reflectivity were also obtained with the EOPM technique. Figure 33 shows the transmission and reflection spectrum of a -28 dB reflectivity, 1 meter long FBG characterized by tuning the wavelength of a single frequency Tunics laser with a linewidth of ~100 MHz (~0.77 pm) across the bandwidth of the FBG while measuring the transmitted or reflected power synchronized in time using an Ando optical spectrum analyzer set at a fixed wavelength with a resolution of 1nm. This technique allows the ASE from the laser to be suppressed significantly to better resolve the details of the spectra [17]. The measured FW to first zeroes (FWFZ) bandwidth corresponds to the simulated bandwidth of ~2.5 pm (~325MHz). The FBG was obtained at a fast writing speed of 750 $\mu$ m/s. The hydrogen loaded fiber was exposed to 100 mW 266 nm laser. The total writing time being only 22 minutes due to the high speed phase modulation allowed by this technique, errors from such sources such as room temperature variation, laser power variation and hydrogen diffusion are minimized. With a maximum writing speed being set to 20mm/s, a 1 meter long FBG can be written in less than a minute if desired. The reflection spectrum is reasonably symmetrical, showing stronger side bands only on the long wavelength side, hinting at a slight parabolic concave chirp, possibly due to the lay of the fiber. However, it is clear from the measured spectra that the agreement with the

simulation can be considered to be good, indicating the excellent control over the long length of the grating.

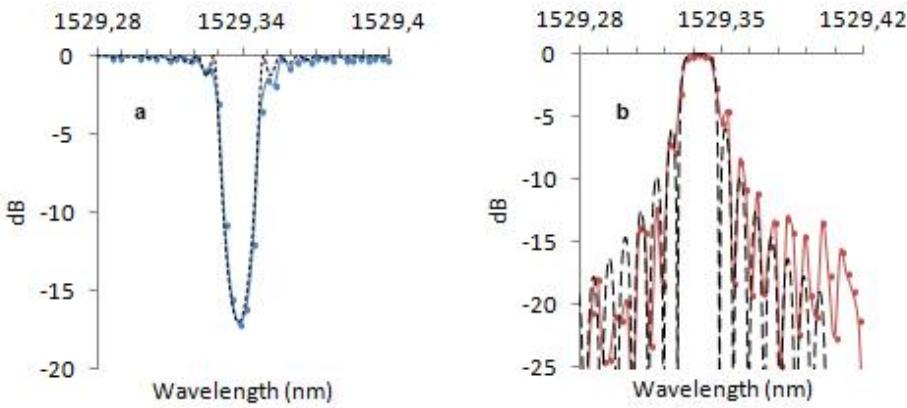


Figure 34. Experimental (colored) and computed (in dash) of (a) transmission spectrum and (b) reflection spectrum of a 100 mm long uniform FBGs written by the EOPM technique. Sampling at 3pm, masks the resolution in the measured spectra.

To further attest the capability of the technique, a shorter, strong 100 mm long FBG was written at a writing speed of 100  $\mu\text{m}/\text{s}$ . These characteristics allow the spectrum to be resolved conventionally with the 3 pm resolution JDSU Swept Wavelength System passive component spectrum analyser (SWS-OMNI). Figure 34 shows the experimental and computed spectra of the 100 mm long grating. The spectrum shows a -16.9 dB transmission dip and a theory matching bandwidth of  $\sim 24$  pm. The characteristic of interest in the spectrum lies in how well the side lobes follow the theoretical spectrum, showing the high quality of the technique amplitude and phase control.

### 3.6.2 Piezo-mounted phase mask interferometer

Figure 35 shows the computed and simulated transmission and reflection spectrum of a -1.6 dB reflection and 1 meter long grating now written with the piezo mounted phase mask interferometer and characterized by the wavelength tuning technique [98]. The hydrogen loaded fiber was exposed to only 5 mW of 213 nm, Q-switched, fifth harmonic radiation using a Xiton laser and moved at 180  $\mu\text{m}/\text{s}$ . As previously shown by the authors [99], the fiber's photosensitivity at this wavelength is very high and in this case, only a small amount of power is

required to obtain the required index change. This laser could only be used safely with the piezo mounted phase mask interferometer because of its shorter wavelength.

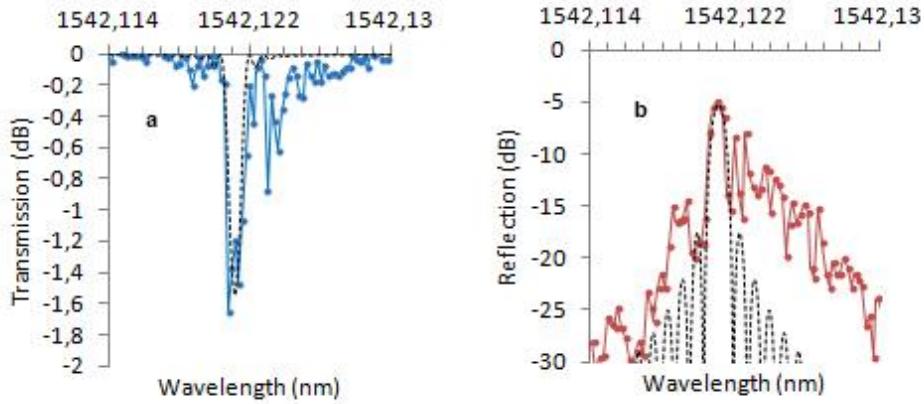


Figure 35. Experimental (colored) and computed (in dash) of (a) transmission spectrum and (b) reflection spectrum of a 1 meter long FBGs written by the piezo-mounted phase mask technique.

By having the interferometer feedback applied to only one axis, this technique gains from an optimised fiber alignment along the z-axis. This deviation from a straight line is always affected by gravity, whatever the precision of the mounts' alignment. For the fiber position mapping shown in Fig. 26 the grating's quality was generally inferior to that obtained with the EOPM interferometer, as can be observed in Fig. 35 where the effects of a noticeable parabolic concave chirp appears on the long wavelength side. Contrary to the EOPM technique, such a spectral quality as shown in Fig. 33 was experimentally difficult to reproduce and obtain on a consistent basis. Furthermore, obtaining high reflectivity uniform FBGs of comparable quality to the EOPM technique with this piezo-mounted phase mask interferometer technique was not possible; since the phase mask cannot be moved rapidly without mechanical damping, a lower contrast arises from a higher ramp frequency. This can be minimized by having a ramp amplitude which corresponds to multiple grating periods per cycle. In the current configuration, it was possible to reach about 20 periods per cycle at low speed without suffering significant mechanical damping. By raising the number of periods per cycle, the natural apodization arising from Bragg wavelength detuning is exacerbated, limiting the maximum tunability of the Bragg wavelength.

Other issues can have an impact on the quality of gratings of such a long length and low index modulation, such as fiber cleanliness, laser power stability, temperature variations and uniformity in the fiber's core diameter (and hence  $n_{\text{eff}}$ ) and photosensitivity. Proper care needs to be taken to reduce these sources of errors as much as possible. Temperature was passively kept in a +/- ~0.1°C range during all the writing processes.

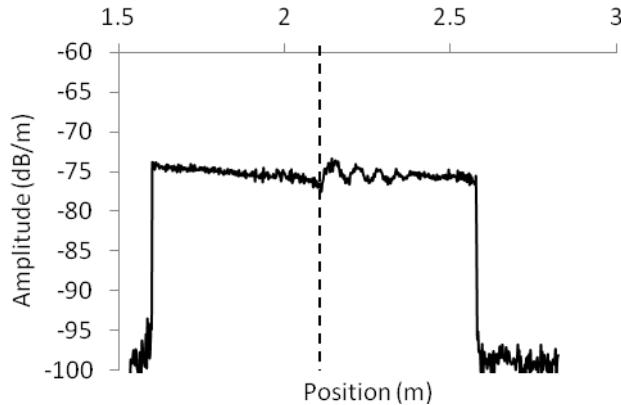


Figure 36. Backscattering amplitude of two 50 cm long sections of a single 1 m long FBG. The left side of the FBG was written with the position feedback on and the right half of the FBG with interferometer fixed without feedback.

### 3.6.3 Optical backscatter interferometry analysis

A useful tool to characterize long fiber Bragg grating is an optical backscatter reflectometer (OBR) as it can analyse the reflectivity amplitude along the length of the grating as well as the spectrum from a portion of it. A Luna OBR was used to evaluate the impact of the interferometer position-feedback on the FBG characteristics. Figure 36 shows the reflected amplitude with respect to position along a 1 meter long grating.

The first half of this grating was fabricated with the position feedback technique in the “on” position for both axes (using the EOPM interferometer) and the second half of the grating was fabricated with the interferometer at a fixed position under the same conditions. As the temperature was kept stable within a +/- 0.1°C window, it cannot account for the observed change in structure in the reflection amplitude. This shows the potential benefit of the interferometer position-feedback scheme.

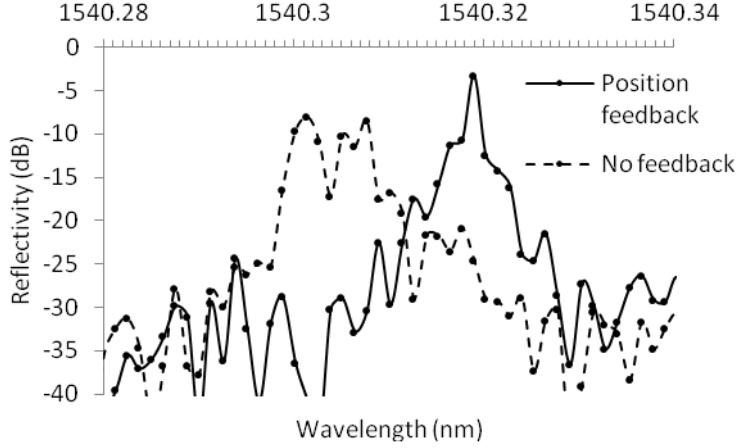


Figure 37. Reflectivity spectra of two 50 cm long FBG written consecutively with and without the position feedback scheme.

The spectra from each half of the grating was also obtained from the OBR with a wavelength resolution of 1.2 pm and is shown in Fig. 37. The FBG obtained with the position feedback shows a narrow peak of ~3 pm. The FBG obtained with a classical fixed interferometer shows a weaker and slightly broadened peak of ~10 pm. The additional structure on right side of the reflection peak can be linked to a slight parabolic concave chirp, which is expected from the fiber's position along the moving axis as per Fig. 26. This further shows the novel scheme's potential for obtaining high quality long FBGs.

### 3.6.4 Fabrication of chirped FBGs

The techniques presented here can be used to obtain arbitrary chirped and apodized gratings as was previously shown by the authors in [21]. Chirp, phase and amplitude can be controlled by applying the proper signal to the EOPM/piezo stage to obtain a specific filter characteristic. This section shows preliminary results on chirped FBGs. A chirped grating can be obtained by either sweeping the frequency of the EOPM/piezo or by varying the speed of the moving fiber. The frequency sweeping scheme can be used to obtain continuously chirped gratings and the varying speed scheme can be used to obtain step-chirped gratings as the translation stage is not designed to operate at a fixed and very low acceleration which is necessary to obtain a continuously chirped grating. Frequency sweeping was limited to a 500s window by the Agilent 33120A function generator and was then only used for short chirped gratings. With longer sweep times, longer gratings may be written. However, the principle remains the same.

Figure 38 shows the transmission spectrum of a 5 mm long continuously chirped FBG obtained by sweeping the piezo frequency. The piezo mounted phase mask interferometer was chosen for this grating as the B/Ge doped fiber [98] shows particularly high photosensitivity to the 213 nm wavelength laser, which is necessary to obtain strong chirped FBGs. The additional structures on both side of the transmission dip can be attributed to truncated apodization for this short grating.

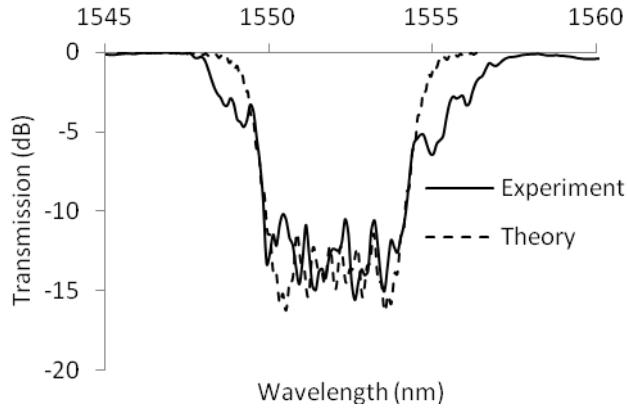


Figure 38. Experimental and computed transmission spectrum of a 5 mm long continuously chirped FBG fabricated by sweeping the piezo frequency.

Figure 39 shows the transmission spectrum of a 1 meter long step-chirped FBG in the B/Ge doped fiber (not hydrogen-loaded) fabricated by varying the writing speed between 14.992 and 15.028  $\mu\text{m/s}$  in 35 increments with the piezo mounted phase mask technique with a writing power of 5 mW at a wavelength of 213 nm. This low speed results in a total writing time of 18.5 hours! At this speed, the grating is written at a rate of 2 periods per piezo ramp cycle, which limits the induced lowering of the contrast at the edges of the chirped grating. The maximum chirp for a certain grating length and strength using this varying writing speed technique is limited by the programmed speed resolution of 0.001  $\mu\text{m/s}$ . The impact of such a limitation can be seen in Fig. 54 where ripples at the edges of the grating spectrum correspond to individual speed increments. Writing conditions such as temperature, hydrogen content and beam quality over such an extended period of time can vary so that it effectively affects grating's quality. Under such circumstances, the use of the faster EOPM interferometer can be more appropriate. However, our scheme clearly demonstrates the possibility of extremely long writing times.

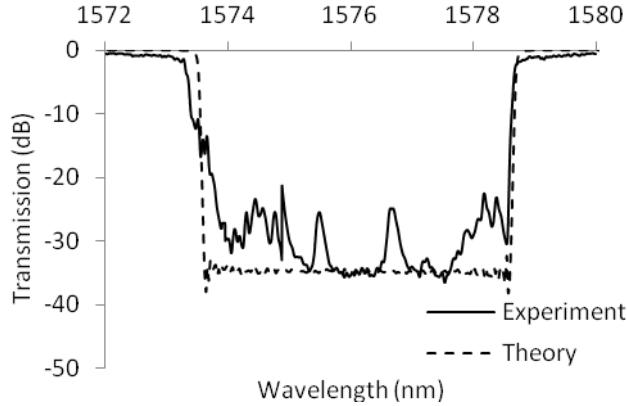


Figure 39. Experimental and computed transmission spectrum of a 1 meter long step-chirped FBG fabricated by varying the writing speed.

It is also possible to obtain chirped gratings by slowly adding a bias to the voltage signal, but since it is already operating at a high voltage, the potential maximum chirp is limited to smaller values of typically less than a nanometer. As demonstrated by the authors in [21], a large detuning of the Bragg wavelength will suffer from lower contrast as it gets further away from the “natural” Bragg wavelength. This may be corrected by varying the modulation amplitude during writing process. Further chirped FBGs results and other types of high quality gratings will be demonstrated in a future publication.

### 3.7 Conclusion

In conclusion, we have demonstrated the use of two types of Talbot interferometers, one based on the moving phase mask and the other on the EOPM for the writing of high quality, ultra-long fiber Bragg gratings. Our novel approach for fabricating high quality, long fiber Bragg gratings relies on interferometer position feedback control. The alignment of the phase mask relative to the fiber and the incident writing beam has a significant impact on the spectra of ultra-long gratings, inducing chirp, adversely affecting its design characteristics. Near perfect spectrum of a 300 mm FBG with a -7 dB transmission dip, exhibited a measured bandwidth of only 6.4 pm close to the simulated bandwidth of 6 pm. Uniform FBGs up to 1 meter long with ~two million periods nearly all in phase were also demonstrated using the EOPM technique. This technique has demonstrated outstanding FBGs with near perfect, bandwidth limited characteristics. The narrowest bandwidth achieved so far for a strong -28 dB reflectivity, 1 m long FBG matched the

simulated bandwidth of ~2.5 pm (~325MHz). These are, to our knowledge, the smallest measured bandwidths reported for any such uniform grating of these lengths.

Both optical backscattering reflectometry and tunable laser scanning techniques were unable to fully resolve their spectra, indicating shortcomings of these techniques. A modified laser tuning scheme had to be used to fully resolve the 1 m long gratings. However, the OBR was only able to confirm the enhancement of the grating's quality when using a feedback scheme. Up to 1-meter long chirped gratings were also demonstrated with good quality despite a writing time of over 18 hours with the moving phase-mask technique, showing the outstanding capability of the writing system. Also demonstrated was the capability of the EOPM interferometer to significantly increase the writing speed of ultra-long FBG by orders of magnitude compared to the moving phase-mask scheme. Strong, near perfect 100 mm long uniform gratings were also demonstrated.

Our measurements also indicate that the grating spectrum is probably not limited by the fiber parameters such as core diameter and core-cladding refractive index difference (variations in the  $n_{eff}$  of the fiber mode).

These results open the possibility of fabricating high quality complex filters for signal processing as well as ultra high quality factor cavities for fiber lasers, especially with the EOPM technique.

This research was supported by the Canadian Foundation for Innovation, the Govt. of Canada's Canada Research Chairs program and the Natural Sciences and Engineering Council of Canada's Discovery grants program.

## **CHAPITRE 4 ARTICLE 2: NEW NANOSECOND Q-SWITCHED ND:YVO<sub>4</sub> LASER FIFTH HARMONIC FOR FAST HYDROGEN-FREE FIBER BRAGG GRATING FABRICATION**

Ce chapitre retranscrit un article publié dans le journal *Optics Communications* en 2010. Celui-ci décrit pour la première fois la caractérisation de la photosensibilité des fibres optiques non hydrogénées sous l'exposition d'un laser pulsé de 213 nm. Malgré que le sujet de l'article soit encore l'écriture de réseaux de Bragg, le thème central de l'article est d'avantage la photosensibilité des verres, rendant la rédaction de l'article un défi. L'article décrit en l'évolution du changement d'indice de réfraction induit par le laser de 213 nm. Ces données sont utilisées pour analyser les mécanismes derrières ce changement d'indice. Les résultats démontrent aussi comment l'utilisation d'un laser de 213 nm se compare avantageusement aux autres sources UV communément utilisés en fabrication de réseaux de Bragg. Ces résultats menèrent plus tard à l'obtention d'un brevet sur l'utilisation de ce laser pour la fabrication de réseaux de Bragg. Plusieurs compagnies fabriquant des réseaux de Bragg ont déjà recours à ce type de laser.

### **4.1 Authors**

Mathieu Gagné and Raman Kashyap

*Advanced Photonics Concepts Laboratory, Department of Engineering Physics and Department of Electrical Engineering, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montréal H3C 3A7, QC, Canada*

### **4.2 Abstract**

We demonstrate the fabrication of fiber Bragg gratings using a novel high-repetition rate nanosecond Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> laser fifth harmonic (213 nm) source for the first time in boron and hydrogen-free, Ge doped fiber. Strong gratings are rapidly obtained with the phase-mask technique in hydrogen-free B/Ge doped photosensitive fiber with relatively low average power (100 mW), as well as in standard Corning SMF28 fiber. The evolution of the refractive index change during UV-exposure is presented. Photosensitivity of fibers to the 213 nm light is compared to the fourth harmonic (266 nm) light, as well as picosecond 213 nm radiation and is

shown to be significantly higher than both. We believe that the photosensitivity of SMF28 fiber is due to a single photon rather than two-photon absorption process.

### **4.3 Introduction**

Since the first demonstration by K. Hill [1] in 1978, several UV laser sources became available for the fabrication of fiber Bragg gratings (FBG) [54]. The choice of a source for FBG fabrication setup relies on several variables such as the fabrication scheme, the photosensitization process, the type of fiber, the beam quality and the complexity of operation and reliability of the source itself. The distinction can be made between low coherence and spatially coherent sources.

Low coherence sources such as 193 nm ArF and 248 nm KrF excimer lasers offer high average and peak power [100]. Large index change can easily be obtained with these low coherence sources even without prior hydrogenation of the fiber, but great care has to be taken to obtain high quality gratings. The beam is typically fairly large (~5 cm) and exhibits power density variations. This can lead to reflectivity and peak wavelength variations from grating to grating. “Hot spots” in the beam can also cause undesired chirp and damage, which will manifest themselves as fine structure in the reflection spectrum.

Higher coherence sources such as CW 244 nm frequency doubled argon [101], ~266 nm Q-switched frequency quadrupled YLF [102] or YVO<sub>4</sub> and frequency doubled dye lasers [103] offer high average power but lower peak power. These sources are generally much more convenient to setup and operate as well as offer ~mm diameter quality beams. High quality gratings can be obtained easily and since the coherence length is longer, the fabrication setup is less restrictive on path length equalization, but it has been impossible to obtain strong gratings without prior hydrogenation of the fiber or without other photosensitization techniques such as by the use of high-Ge, B/Ge or Al/Ge doping [104, 105] or by the use of 193nm radiation [106].

Hydrogen-loading of optical fibers is nowadays a routine process and well established. However, there is a tremendous need to circumvent the hydrogen-loading process since it requires a fair amount of infrastructure and safe handling practices, not always economically acceptable. In order to shorten the time of processing optical fibers, it is desirable to avoid hydrogen-loading. Additionally, the ability to write strong gratings in standard-telecommunications fiber would also be of great benefit for a variety of applications in the sensing industry for nuclear applications,

which is wary of the presence of residual hydrogen in fibers after grating inscription, despite annealing [107]. It is also known that writing with high peak intensity and hydrogen loading can significantly reduce the mechanical strength of FBGs [108]. An alternative approach for avoiding the use of hydrogen is with femtosecond pulses [109], requiring special handling, and with which high quality gratings have been difficult to produce routinely.

A picosecond quintupled Nd:YVO<sub>4</sub> laser with very high peak powers close to the damage threshold ( $300\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) has been used for FBG inscription [109-111]. The authors conclude that two-photon absorption may play a significant role in the photosensitive response of the fibers as does compaction. However, the fibers used in their experiments were all high Ge content, including the low NA GF1B Nufern fiber, which has a Ge content of 15% and is co-doped with fluorine [97], although the authors incorrectly surmised that the fiber had only 5.5% Ge content.

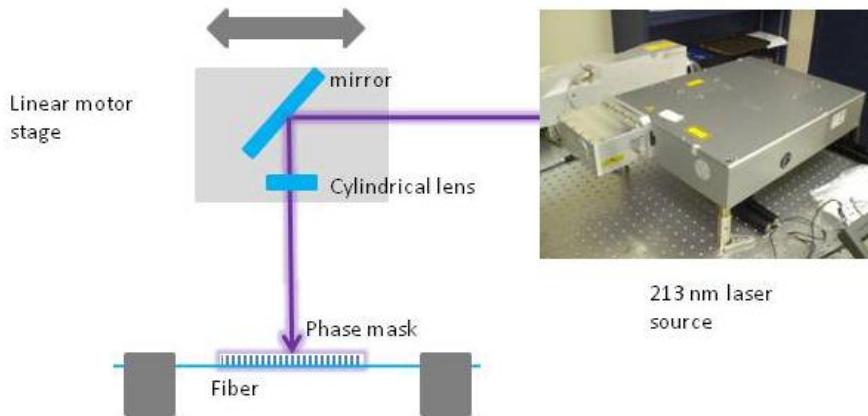


Figure 40. Schematic of the fabrication setup

Our paper reports the fast inscription of high quality, strong FBGs in hydrogen-free fibres, including SMF28 fiber for the first time using 213nm ns pulse QS radiation, with a low intensity  $\sim 3\text{MW}/\text{cm}^2$  and an average power of  $\sim 100\text{mW}$ . This observation may call into question the role of two-photon absorption as the origins of the photosensitivity of the fiber at this wavelength. FBGs were written in Redfern B/Ge doped and standard Corning SMF28 fibers using a phase mask technique. Strong gratings are shown to be obtained rapidly in seconds in hydrogen-free B/Ge doped fiber.

## 4.4 Experimental setup

To address the issues for high-quality gratings in hydrogen-free fibers, the laser proposed here is a prototype XVL-5HG nanosecond quintupled Nd:YVO<sub>4</sub> laser manufactured by Xiton Photonics. It is, to our knowledge, the first commercially available packaged 213 nm laser source. It produces 7 ns and 10 μJ pulses at an arbitrary frequency between 0.1-30 kHz. The maximum average power of the laser was measured to be 130 mW and this power was observed to be constant over several hours without the need for tuning. The beam has a diameter of approximately 1 mm and shows an excellent Gaussian profile. The source itself is compact (14 x 19 inches) and is a turn-key system. As shown in Fig. 40, the phase mask technique [112] was chosen instead of a Talbot interferometer to test the capabilities of the 213 nm laser source as a number of minimum optical components are needed. This technique also offers easy alignment and high repeatability from grating to grating. A phase mask designed for 209 nm was used. Since the phase mask is not designed exactly for 213 nm, a certain portion of the power is present in the zero-th order as well as in the higher orders, inducing a small additional DC component in the index variation. This small difference between the design wavelength of the phase mask and the actual laser wavelength is not critical, but can affect the maximum FBG reflectivity that can be achieved with this configuration.

A mirror is placed on a Newport linear motor stage as a way to uniformly scan the fiber with the UV laser. The fiber is scanned at a constant speed of 1 mm/s over the length of the grating. The beam is focused through a 20 cm focal length cylindrical CaF<sub>2</sub> lens, which is ideal for 213 nm radiation. The laser was operated at a QS repetition rate of 12.5 kHz. As it will be shown in the next section, even if this leads to low peak power, it is more than sufficient to induce large index changes in different types of fiber.

## 4.5 Results

This section presents the results obtained for different types of hydrogen-free optical fiber. Emphasis was placed on the growth of the gratings and the spectra of the transmission loss. The spectra were obtained using a JDS Uniphase OMNI swept wavelength system with a 3 pm wavelength resolution.

#### 4.5.1 Photosensitivity of B/Ge doped fiber

The first fiber used to inscribe FBGs was a B/Ge doped Redfern photosensitive (PS) fiber. This type of fiber is known to result in type IIA gratings in which a negative index change occurs due to a relaxation of the induced stress along the axis. This type of grating is also more stable at high temperature compared to other type I UV inscribed gratings.

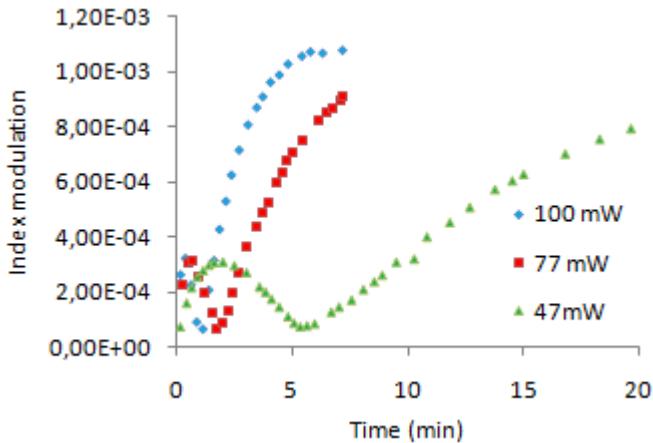


Figure 41. Growth of the index modulation  $\Delta n_{mod}$  for a 2.7 mm FBG written in a B/Ge doped fiber for different powers.

Figure 41 shows the growth of the index modulation of a 2.7 mm long grating as a function of time for different incident UV powers. By modeling the index modulation as proportional to  $I^b t$ , where  $I$  is the UV power and  $t$ , the exposure time, it is possible to learn about the photosensitivity process [106] via the exponent  $b$ . To determine the value of the exponent  $b$ , a log-log plot of the initial growth rate of the refractive index change vs the UV power is plotted as shown Fig. 42. In this case,  $b = 2.2$ , which is close to what would be expected from a two-photon absorption dominated process [106]. It is also in agreement with what was reported for 213 nm picosecond pulses [113].

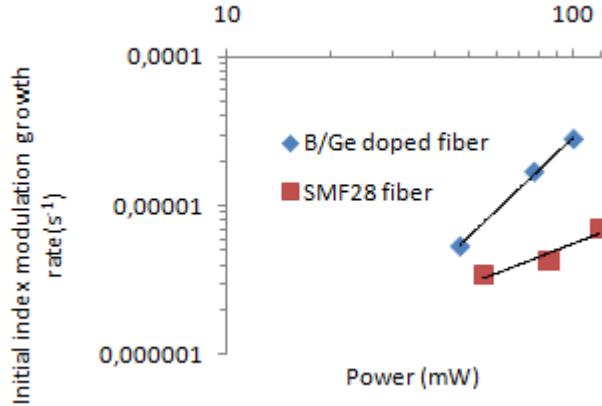


Figure 42. Initial index modulation growth rate as a function of power.

A type I grating is formed rapidly, reaching a  $\Delta n_{\text{mod}}$  of  $3.24 \times 10^{-4}$  and a transmission loss of -8.6 dB in only 22 seconds with 100 mW of incident UV power. The grating bleaches and a type IIA grating starts to emerge after only 1 minute of exposure. This second type of grating is much stronger, reaching a  $\Delta n_{\text{mod}}$  of  $1.1 \times 10^{-3}$  with a transmission dip at the Bragg wavelength of -41.6 dB as shown in Fig. 43. The type IIA grating grows almost perfectly and linearly until it reaches saturation in around 5 minutes. The total index change  $\Delta n_{\text{tot}}$ , calculated from the Bragg wavelength shift and the index modulation, was found to be around  $1.2 \times 10^{-3}$ .

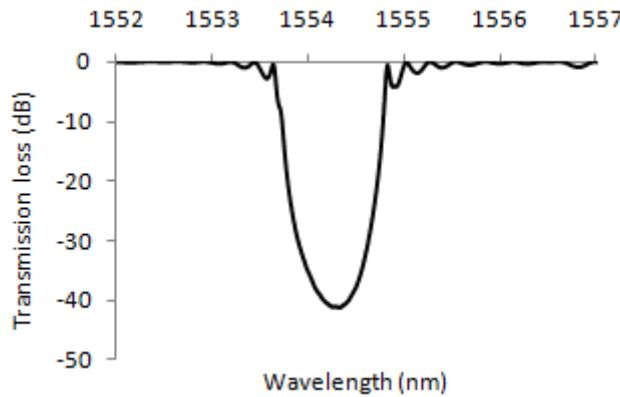


Figure 43. Transmission spectrum of a 2.7 mm FBG written in a B/Ge doped fiber.

These index change values are superior to what was previously reported in [109], and the time required for index saturation in their experiment was around 2 hours. It was also demonstrated that the maximum transmission loss, for a grating of the same length as that presented in this

paper, was only -14 dB. It is clear that the laser used in our experiments has enormous technical advantages for hydrogen-free inscription compared to the scheme in [109-111].

#### 4.5.2 Photosensitivity of Corning SMF28 fiber

Given the high photosensitivity obtained with the B/Ge doped fiber, FBGs were also written in standard hydrogen-free SMF28 fiber. This type of fiber usually exhibits extremely poor photosensitivity [2].

Figure 44 shows the growth of the index modulation of a 5 mm FBG written in an SMF28 fiber as a function of time for different incident UV powers. The evolution of the index change is much slower than with the previous B/Ge fiber. From the curves in Fig. 44, it is found that  $b = 0.92$ , which is close to what is expected from single photon absorption [9].

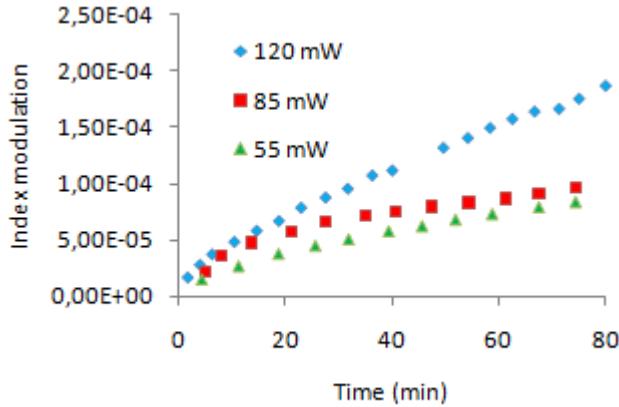


Figure 44. Growth of the index modulation  $\Delta n_{mod}$  for a 5 mm FBG written in a SMF28 fiber for different powers.

As Fig. 45 shows, the maximum transmission dip obtained at the end of 4.5 hours of exposure at 100 mW was -36.1 dB. The index modulation at saturation reaches  $\Delta n_{mod} = 4.78 \times 10^{-4}$ , while the total index change reaches  $\Delta n_{tot} = 1.06 \times 10^{-3}$ . These values are above what is obtained for the type I phase of the FBGs written in B/Ge doped fibers. It shows that it is possible to obtain high quality strong gratings in standard non-hydrogenated SMF28 fiber. As a comparison, the same experiment was performed using 266 nm wavelength radiation (identical fabrication scheme, with the same repetition rate, 8 ns pulses and with an appropriate phase mask optimised for

266nm) instead of 213 nm. Even with 300 mW of average power and after 20 minutes of exposure at 266 nm UV radiation, the reflectivity remained below 0.5 % (-0.02 dB).

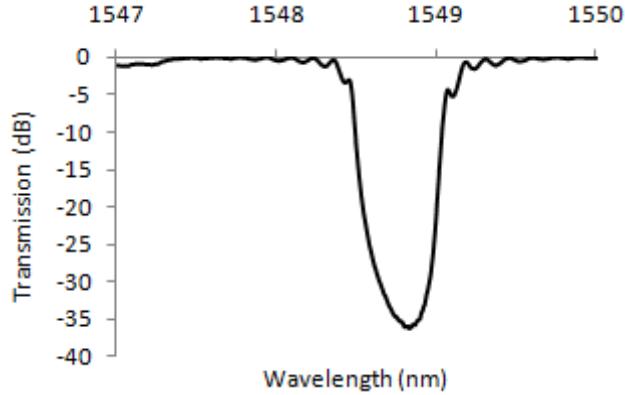


Figure 45. Transmission spectrum of a 5 mm FBG written in a SMF28 fiber.

#### 4.5.3 Photosensitivity of CorActive Er doped polarization maintaining fiber

The third type of fiber which was tested for FBG fabrication using 213 nm light was a CorActive erbium doped polarization maintaining fiber. This fiber was chosen because it was recently used in another fiber laser experiment [97], for which hydrogen-loading was required to write strong gratings using 266 nm radiation.

Figure 46 shows the growth of the index modulation of a 6.5 mm FBG written in a CorActive polarization maintaining fiber as a function of time. The fiber shows good photosensitivity, taking  $\sim$ 1000 seconds to reach maximum transmission loss (-21.9 dB) as shown in Fig. 47. The index modulation reaches  $\Delta n_{\text{mod}} = 2.45 \times 10^{-4}$ , while the total index change reaches  $\Delta n_{\text{tot}} = 1.02 \times 10^{-3}$ . The two Bragg reflection wavelengths that can be observed in Fig. 38 are due to the birefringence of the polarization maintaining fiber. As for the SMF28 fiber, no grating can be written effectively in this type of fiber using 266 nm, and photosensitivity with rare-earth dopants is reduced significantly even at 240nm [54] wavelength and strong gratings are not possible without hydrogen loading.

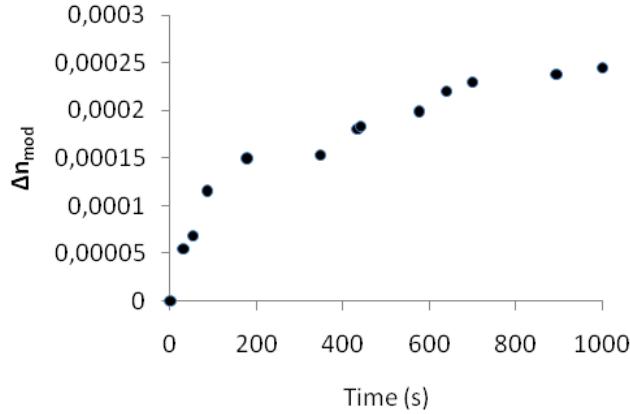


Figure 46. Growth of the index modulation  $\Delta n_{\text{mod}}$  for a 6.5 mm FBG written in a Coractive polarization maintaining Er doped fiber.

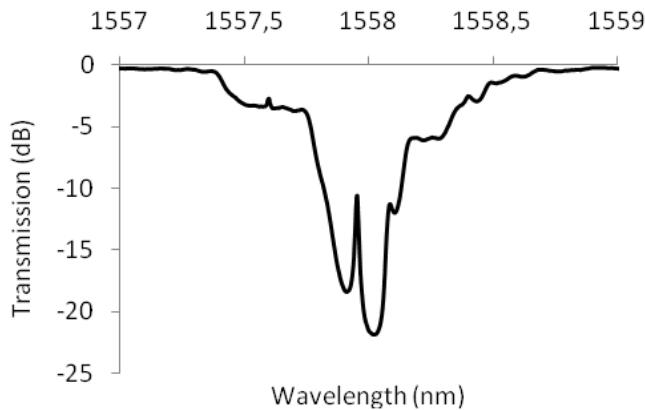


Figure 47. Transmission spectrum of a 6.5 mm FBG written on a Coractive polarization maintaining Er doped fiber.

Two gratings separated by 20 cm were written into the polarization maintaining CorActive Er:doped fibre with 213nm radiation to form a laser cavity. This cavity was pumped with a 976 nm wavelength laser and lasing was observed at a threshold of 12 mW. Fig. 48 shows the emission spectrum of this fiber laser measured with a 0.01 nm resolution Ando optical spectrum analyser. Two laser lines corresponding to the two Bragg wavelengths of the polarization maintaining fiber can be seen. The output power from this laser is low, as the gratings have very high reflectivity (~99%). The birefringence in the fibre results in the two wavelengths being separated by ~0.25nm, equivalent to a birefringence of  $2.3 \times 10^{-4}$ . This demonstration shows that

it is possible to obtain gratings in hydrogen-free erbium doped fiber for fiber lasers as well, without pre-sensitizing them with hydrogen.

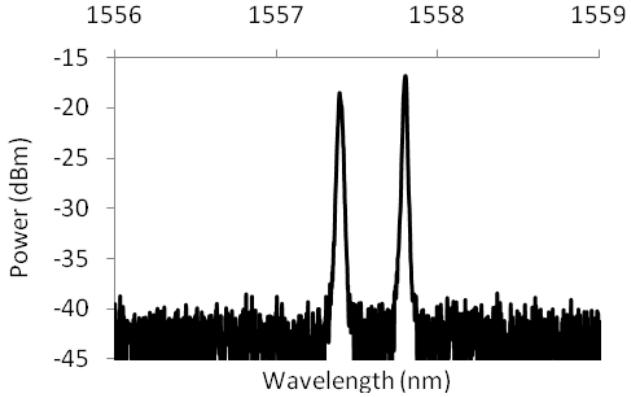


Figure 48. Emission spectrum of a 20 cm fiber laser.

## 4.6 Discussion

For the first time, the use of a high-repetition rate, ns pulse QS Nd:VO<sub>4</sub> laser operating at its 5th harmonic wavelength has been shown to be highly effective for the fabrication of fiber Bragg gratings in several types of fiber, including SMF28 for the first time to our knowledge, without the use of hydrogen.

In [107, 108, 113], laser pulses were compressed from 3 ns to 150 ps using stimulated Brillouin scattering mirror technique. They obtained 7 mJ pulses at a repetition rate of 10 Hz (giving an average power of ~70 mW) with a beam diameter of 5.5 mm. The intensity of the pulse used was around 200 MW/cm<sup>2</sup>. Significant beam irregularities were noted which caused structure to appear in the grating spectra. An oscillating mirror was added to the setup to average out the power to avoid fiber damage. Strong FBGs were fabricated in photosensitive and B/Ge doped fiber using an elliptical interferometer configuration. It was shown that 213 nm light can be used to obtain type IIA gratings in B/Ge doped fiber. The photosensitivity process for the Nufern GF1B 15% Ge and F-doped photosensitive fiber (which was wrongly identified as low-Ge content fiber) at 213 nm was also investigated and determined to be dominated by matrix compaction due to two-photon absorption instead of color centers formation. The time of exposure was extremely long to achieve strong gratings (40 minutes – 2 hours) for all the photosensitive fibers.

In our experiments, the intensity used is a fraction ( $\sim 3 \text{ MW/cm}^2$  at 12.5 KHz,  $P_{av} \sim 100 \text{ mW}$ ) of the  $200 \text{ MW/cm}^2$  (at 10Hz,  $P_{av} \sim 70 \text{ mW}$ ) in [107, 108, 113]. We observe that the average power used by us  $\sim 1.4\times$  that in [107, 108, 113], in other words, of the same order of magnitude. We have shown extremely fast writing of FBGs with a response of  $\sim 20\times$  faster than in [107, 108, 113] to reach type IIA saturation state in B/Ge doped fiber, with the intensities of  $\sim 100\times$  less, the role of two-photon absorption may seem questionable at first. As it was previously concluded in the results section, two-photon absorption is the main process for B/Ge doped fiber, as opposed to the SMF28 fiber for which single-photon is the dominant process. It is therefore an interesting question as to why the photosensitivity of the B/Ge doped fiber is greater with our lower intensity scheme rather than with ps pulses.

Firstly, we believe the difference is partly attributable to the fact that in [107, 108, 113] the beam quality was highly irregular with large fluctuations in the peak power. Consequently hot spots possibly drove the fiber into a type II grating in different regions of the fiber non-uniformly. This is the result of the low repetition rate ps pulsed laser, as it makes it impossible to write gratings at low peak powers. With our high repetition, ns-pulsed laser, the peak power is low and the beam is highly uniform and thus does not drive the fiber into a type II regime in different sections of the fiber, providing a more uniform index change.

Secondly, although it was shown that two-photon absorption is the dominant process for B/Ge doped fiber, single-photon absorption may also play an important role. This would explain the lack of considerable improvement with the high peak-powers used in [107, 108, 113] compared to our low intensities. Many processes contribute to photosensitivity in B/Ge doped fiber. Compaction and color centers formation are responsible for the positive index change (type I), while stress relaxation between the core and the cladding is responsible for the negative index change (type IIA) [114]. The greater contribution of the single-photon absorption in the case of 7 ns pulses is supported by the final total index change, which stays relatively high ( $\sim 10^{-3}$ ) instead of returning to small values as was reported for 150 ps pulses ( $\sim 10^{-4}$ ) [107, 108, 113]. There is significant background absorption at  $\sim 213 \text{ nm}$ , of the order of  $40 \text{ dB/mm}$  ( $\sim 92 \text{ cm}^{-1}$ , which increases with exposure at  $248 \text{ nm}$  [115] radiation), although this is lower than in the  $240\text{nm}$  band in Ge doped-fibers. This means that there is probably a role played by a short-lived defect state induced by single photons at  $213 \text{ nm}$ , and that the longer pulse exposure as in our case is able to

permanently change the absorption state more efficiently, leading to faster refractive index changes compared to the 150 ps pulses used in [107, 108, 113]. Given the significant single-photon absorption, we believe that 213 nm radiation induces color centers, which take a longer time to form than the 150 ps pulse duration. Photosensitivity is more likely due in part to the germanium oxygen deficiency centers (GODC) with a peak absorption at 6eV, and Ge' centres [116] with our longer ns pulses. As the absorption at 213nm increases with time, it is possible that this becomes a cascaded process. It is also possible that stress relaxation and compaction may benefit from color center formation. We are currently investigating the pulse length dependence of the photosensitivity of these fibers.

Contrary to what was previously reported in [107, 108], it was demonstrated that photosensitivity of low Ge fiber (SMF28) is dominated by single photon absorption. Although it required a long exposure time (~4.5 hours), a total index change of  $\sim 1 \times 10^{-3}$  was induced, which is similar to what can be obtained using a high power 193 nm laser. According to the findings of Albert et al. [106, 117], there is a higher probability for two-photon contribution at high intensities with low Ge content fiber such as SMF28 at a wavelength of 193 nm, while for high Ge content fiber, the single-photon contribution is greater. It is interesting to note that 213 nm and 193 nm photosensitivity have opposite behaviours depending on the type of fiber. As stated in the previous paragraph, a single photon process is usually associated with color center formation through the germanium oxygen deficiency centers (GODC), which have peak absorptions at 193 nm and 242 nm. The GODC absorption band also absorbs 213 nm light moderately, having an absorption coefficient approximately 1/5<sup>th</sup> that of 193 nm and 1/3<sup>rd</sup> of 242 nm [116]. Other defects might also play a role in the large index modulation observed, such as Ge(2) centers that have an absorption peak centered at 213 nm [54]. An interesting observation was made after approximately 30 minutes of exposition as the photoluminescence changes from the commonly observed blue to a distinct bright pink. This could originate from induced non-bridging oxygen hole centers (NBOHC), which are known to show photoluminescence at 650 nm [54].

We suggest that the principal advantages of using this laser are in the capability of writing strong gratings in hydrogen-free fibers, including in standard telecommunications fiber to avoid induced loss associated with gratings written in hydrogen-loaded fibers. Additionally, the laser has a significant edge over sources of similar compact footprint, such as the quadrupled Nd:VO<sub>4</sub> laser operating at 266nm, owing to the enhanced photosensitive response at 213nm. Removing the

need for hydrogen has three main advantages; storage of hydrogen loaded fibers is no longer necessary, it eliminates the cost of hydrogenation along with its management, and solves a major problem for sensor applications in which the use of hydrogen for photosensitizing fibers is undesirable owing to their increased sensitivity to nuclear radiation.

## 4.7 Conclusion

We have demonstrated the fabrication of fiber Bragg gratings using a novel high-repetition rate nanosecond Q-switched Nd:YVO<sub>4</sub> laser fifth harmonic (213 nm) source. This laser operating at a wavelength of 213 nm enables the writing of strong gratings in numerous fibers, including standard telecommunications SMF28 without the use of hydrogen, for the first time to our knowledge. This source is very convenient compared to the alternative of pulsed excimer lasers, which are difficult to use, require care in handling of toxic gasses as well as continuous maintenance. QS, ns pulsed 213 nm wavelength source has significant advantages over other UV sources used in fiber Bragg grating fabrication in non-hydrogenated fibers, as it allows fast inscription and should have a strong impact on the future production of low cost FBGs.

## 4.8 Acknowledgements

RK acknowledges support from the Canadian Govt.'s Canada Research Chairs Program, MG acknowledges the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada's Alexander Graham Bell Scholarship, and Xiton Photonics for the use of their laser.

## **CHAPITRE 5 ARTICLE 3: DEMONSTRATION OF A 3 MILLIWATT THRESHOLD ER-DOPED RANDOM FIBER LASER BASED ON A UNIQUE FIBER BRAGG GRATING**

Ce chapitre retranscrit un article soumis au journal *Optics Express* en 2009 et est donc le premier article publié durant la thèse. Cet article démontre la première réalisation d'un laser aléatoire basé sur un réseau de Bragg continu contenant des erreurs de phase aléatoires. L'article aborde d'abord la technique de fabrication utilisé pour obtenir le réseau de Bragg du laser. Celle-ci fait appel au même montage de fabrication démontré durant les travaux de maîtrise, i.e. que l'insertion des sauts de phase est obtenue de façon passive par friction entre la fibre et le support. Le laser aléatoire obtenu est caractérisé en puissance et en spectre. Il est à noter que la mention du seuil d'émission de 3 mW dans le titre est, avec le recul, un détail plutôt mineur qui ne devrait être mentionné que dans le texte. Cet article eut un impact significatif dans le domaine des lasers aléatoires, ayant été cité 42 fois en date de mai 2015.

### **5.1 Authors**

Mathieu Gagné and Raman Kashyap

*Advanced Photonics Concepts Laboratory, Department of Engineering Physics and Department of Electrical Engineering, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montréal H3C 3A7, QC, Canada*

### **5.2 Abstract**

We demonstrate a novel random laser based on a single fiber Bragg grating. A long fiber Bragg grating fabrication technique allows the insertion of a large number of randomly distributed phase errors in the structure of the grating which induces light localization. By writing such a grating in a polarisation maintaining Er-doped fiber, a random laser is demonstrated by pumping the fiber with 976 and 1480 nm pump lasers. The number of emitted modes is observed to be a function of the length of the grating and of the pump power and single-mode operation is shown to be possible. The random fiber laser shows low-threshold ( $\sim 3$  mW) and measured  $\sim 0.5$  pm emission linewidth at a wavelength of around 1534 nm.

### 5.3 Introduction

A considerable amount of research has been dedicated in the last few years to a new breed of cavity-less lasers, since the first demonstrations of a random laser [33, 80]. These random lasers (RL) are based on the phenomenon of light localization which provides the feedback that is usually obtained in conventional lasers by Fabry-Perot or DFB cavity. Interest in RLs is motivated by unusual properties such as low pump power threshold, relatively simple technology, high efficiency, low coherence, narrow linewidth emission, and irregular electric field distribution inside the gain medium [118-121]. Various applications in investigating the unusual properties of cancer tissue through diffuse scattering or exploiting their unique emission spectrum for photonic encoding [122, 123] are also possible.

The localization of light has attracted attention by itself in recent years [31, 124]. This is the optical equivalent of Anderson localization in solids which describes the behavior of electrons in a random medium [30]. Light localization is typically characterized by an exponential decay of the transmission through the length of the medium.

Various types of RLs have been demonstrated: semiconductor and rare earth powders [80-82], organic films [83], liquid crystals [84] and colloidal suspensions in dye solution [33]. All these RLs share the lack of directionality of the emission by having a 2D or 3D geometry. This lack of directionality caused by random scattering also limits the depth at which the pump light can penetrate the gain medium. This in turn causes the lasing threshold to be larger than what could be expected from such a medium.

The low threshold behavior can be explained from the spontaneous emission factor  $\beta$  which is the fraction of spontaneous emission that seeds the laser process [125]. In the case of a conventional laser relying on a cavity, the  $\beta$  factor is obtained from geometric parameters and from the spectral overlap between the spontaneous emission and the discrete cavity modes. RLs differ from conventional lasers by having a  $\beta$  factor being only dependent on the spectral dependence of the gain which can be related to the localization properties of the medium. The result is that RLs can achieve significantly higher values of  $\beta$  than conventional lasers.

Some attempts have been made to obtain purely 1D random lasing. The first was reported by Milner et al. [94] and uses a stack of microscope cover slides of random thickness with

interspersed dye films. The RL obtained by pumping this medium with a CW Argon-ion laser showed a low-threshold and narrow line width. As the light is not guided, this scheme is considered one dimensional as it is limited to short lengths of the scattering medium. Another scheme proposed by de Matos et al. uses a hollow-core photonic crystal fiber filled with a solution of rhodamine 6G with  $\text{TiO}_2$  particles in suspension [40]. The fiber is pumped transversely with a 532 nm Nd: YAG laser, allowing a uniform gain profile to be obtained but limiting the maximum length of the component to 4 mm. The use of a waveguide allows the efficiency of this scheme to be two orders of magnitude superior to similar RLs in bulk format.

In 2005, Shapira et al. [31] demonstrated experimentally that a randomly spaced identical fiber Bragg grating array could give rise to light localization and they suggested that this could be used to obtain random lasing. It was noted that in the asymptotic limit where the number of gratings is high, the transmission of a random array of gratings can be obtained from the multiplication of the single gratings transmission. This implies that multiple reflections are cancelled in such an array.

More recently, Lizárraga et al. [44] used this scheme in an Er-doped fiber and effectively demonstrated random fiber lasers (RFLs). The use of a 976 nm pump which is not affected by the Bragg gratings allows the gain to be spatially uniform contrary to most other RL schemes. The result is a lower threshold noted to be around 10 mW. This scheme is also relatively simple to realize as Bragg gratings in rare-earth doped fibers are possible in hydrogenated fibers. It was noted that the addition of more gratings to the array lowered the measured threshold but raised the number of modes that were lasing. It was also found out that relative power of each mode and the overall power output fluctuate significantly.

In this paper we report the experimental demonstration of an Er-doped fiber random laser with a threshold of 3 mW, which is significantly lower than the previous scheme [44], and with  $\sim 0.5$  pm linewidth. This is achieved by replacing the random array of gratings by a continuous grating with randomly distributed phase errors. This in turn allows the number of scatterers and the randomness to be significantly raised without the need of longer component, which would otherwise raise mode competition further. Single mode operation is obtained for a certain pump power range. The fabrication technique allows easy wavelength tunability of the Bragg

wavelength which is close to the lasing wavelength. This paper also demonstrates random lasing with two different pump wavelengths of 976 nm and 1480 nm.

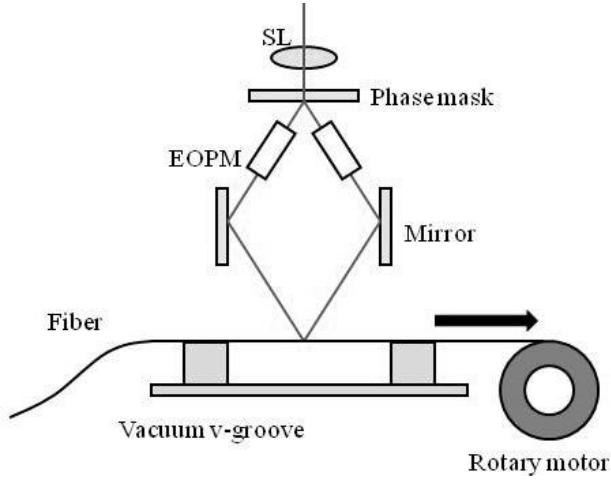


Figure 49. Schematic of the interferometer. SL: spherical lens; PM: phase mask; EOPM: electro-optical phase modulators.

## 5.4 Fiber Bragg grating fabrication technique

The fabrication technique presented in this section is a variation of a custom fiber Bragg grating fabrication technique based on push/pull phase shifting interferometry, which we published recently [96]. This scheme uses electro-optical phase modulators placed in each arm of a Talbot interferometer to create a continuously moving fringe pattern, which can be synchronized with a moving fiber. This is made possible by applying a high voltage ramp signal to the modulators. In this scheme, the grating period can be controlled by changing the ramp signal frequency. Phase shifts can also be simply inserted along the grating by purely electrical means. Figure 49 shows a schematic of the fabrication setup.

The fiber is moved by pulling it from a stable mount with an Aerotech rotary motor stage. The fiber is placed in vacuum v-grooves so that it can be moved freely by pulling it and still be stable with respect to the writing beams. It was noted that friction between the fiber and the mount causes irregularities in the grating spectrum that could be reduced by lowering the air flow from the vacuum. These irregularities could be seen as small phase errors that were randomly but continuously distributed along the grating profile. By keeping the vacuum at a maximum level, the friction created between the fiber and the mount ensures that the number of phase errors in the

grating is high and random. The grating that is formed in the process can be seen as a succession of a great number of short length gratings of different lengths and random phase shifts between them.

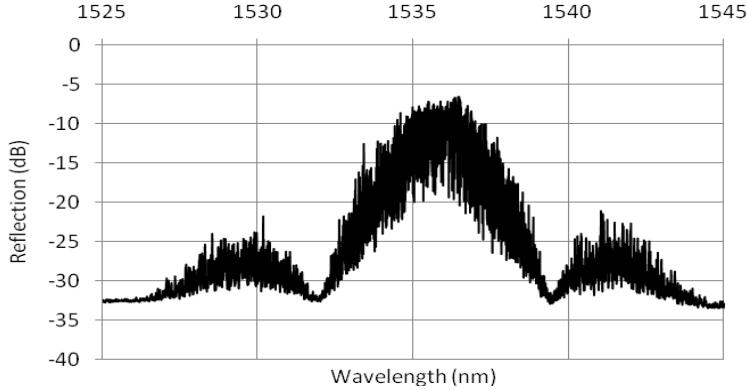


Figure 50. Reflection spectrum of a 30 cm long grating made from hydrogenated Er-doped PM fiber.

Localization behavior from such a grating is expected to be observed since it is a limiting case of the randomly spaced array of equal length gratings that was reported [31]. Figure 50 shows the reflection spectrum while Figure 51. Transmission spectrum of a 30 cm long grating made from hydrogenated Er-doped PM fiber. shows the transmission spectrum of a 30 cm long grating made from a CorActive Er-doped polarization maintaining fiber which was used as a gain medium for RFLs. This fiber exhibits peak absorption of 28 dB/m at 1530 nm. The measurements were obtained with a JDS Uniphase OMNI swept wavelength system with a resolution of 3 pm.

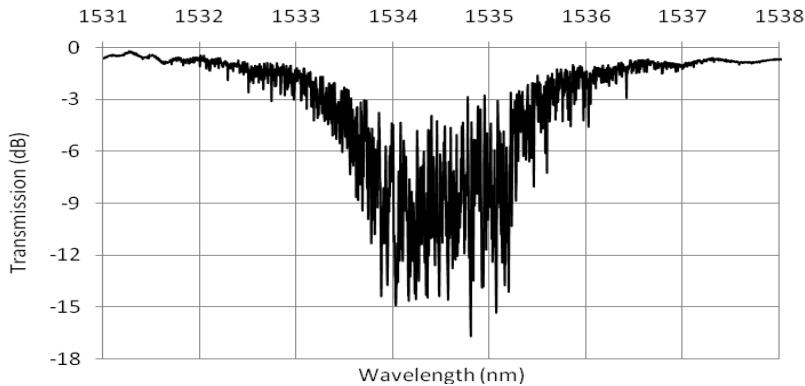


Figure 51. Transmission spectrum of a 30 cm long grating made from hydrogenated Er-doped PM fiber.

The general shape of the reflection spectrum corresponds to what is predicted from numerical simulation as a reflection spectrum for an array of a large number of gratings ( $>>1000$ ) by Shapira et al. [31]. The envelope matches the reflection spectrum of a much shorter grating with 8 nm separation of the first zeros. The bandwidth of an individual peak is observed to be around 0.01 nm. The resolution of the JDSU system is 3 pm, which is sufficient to observe the small ripples in the transmission and reflection spectra of the un-pumped laser. The narrow bandwidth of the individual peaks can be attributed to the large number of phase shifts distributed along the grating.

The transmission spectrum is shifted from the reflection spectrum by 1 nm due to the time delay between the two measurements, as the reflection spectrum was taken immediately after the writing process and the transmission spectrum was taken weeks after. As the hydrogen leaks away from the fiber after the grating inscription, the Bragg wavelength shifts to the blue. The somewhat large bandwidth of the transmission spectra can be attributed to the polarization maintaining properties of the fiber which normally leads to two separate Bragg wavelengths separated by approximately 1 nm in a uniform grating.

The localization length can be calculated from the expression [94]:

$$\langle T(L) \rangle \sim \exp(-L/2\xi) \quad (86)$$

where L is the length of the random medium and  $\xi$  is the localization.  $\xi$  is found to be approximately 5 cm for the peak wavelengths of the grating shown in of fig. 51. In comparison, Lizárraga et al. [44] observed a localization length corresponding to 6 individual gratings distributed over approximately 6 cm. The difference in the different gratings spectra lies in the greater bandwidth of the gratings presented here and the higher frequency of the ripples both of which can be attributed to the high degree of randomness in our grating. Also, the general shape of the reflection spectra observed by Lizárraga et al. [44] do not match the general sinc shape of a uniform grating which is attributed to the asymptotic behavior of light localization with the addition of a large number of scatterers [31]. The respective strength of the gratings is similar in both cases. It is still uncertain if the large bandwidth which presents strong reflections could be reduced or if it is an unavoidable characteristic of the fabrication process, and is presently under investigation.

## 5.5 Characterization of random fiber lasers

The fiber Bragg gratings presented in the previous section are used with a gain medium to obtain random fiber lasers. The characterization setup is fairly simple: a fiber pigtailed 976 nm, or 1480 nm pump laser is connected to the RFL in different experiments, and which is then connected to an Ando AQ6317B optical spectrum analyzer. An Exfo SA confocal Fabry-Perot interferometer (FPI) spectrum analyzer with a 27 MHz resolution and 8 GHz free spectral range was also used to characterize the linewidth of the RFL.

Three random fiber laser grating samples of different lengths, obtained using identical fabrication parameters were fabricated. The first one is a 6 cm long grating having a similar localization length to the other gratings. No laser emission was measured from this medium even at high pump power ( $\sim 120$  mW). This is in concordance with what was observed by Milner et al. [94], who noted that lasing could be detected at a medium length just larger than the localization length.

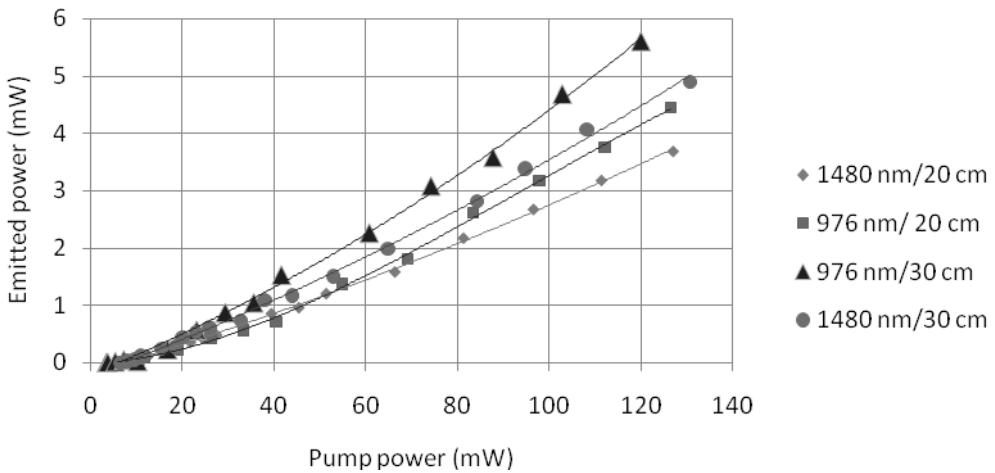


Figure 52. Laser power as a function of the pump power for a 20 cm gratings with 976 and 1480 nm pump lasers.

The other two samples that were used as a gain medium were 20 cm and 30 cm long gratings, as indicated in the previous section. Figure 28 shows the maximum measured emitted power from one end of the RFL as a function of the incident pump power for the 20 cm long RFL for both pump laser wavelengths. These results should not be used for a calculation of the actual

efficiency of the laser as the fusion splice between the Corning SMF28 fiber and Er-doped fiber was found out to exhibit losses. The absorption of pump power in the doped fiber was measured to be 3 dB for the 976 nm laser and 2 dB for the 1480 nm laser. The efficiency should not be expected to be high since the reflectivity of the grating is high, leading to a high intra-cavity flux. The threshold using a 976 nm pump laser is measured to be around 3 mW, which is lower than what was previously reported by Lizárraga et al. [44]. The length of the gain medium does not seem to influence the threshold to any great extent.

The emission spectrum contains a number of peaks which are a function of the length of the gain medium and the pump power. The emission spectrum of the 20 cm RFL at a pump power of 120 mW is shown in Fig. 53. The power distribution between the two modes of the 20 cm RFL typically oscillates from one mode to the other over a period of a few seconds. Whilst the number of modes one can observe at one time can change from measurement to measurement, the number of modes for the 20 cm RFL was typically limited to two, while it can reach 7 modes for the 30 cm RFL at higher pump power as shown at Fig. 54. The relative power distribution between the modes is also much more stable in the case of the 20 cm RFL.

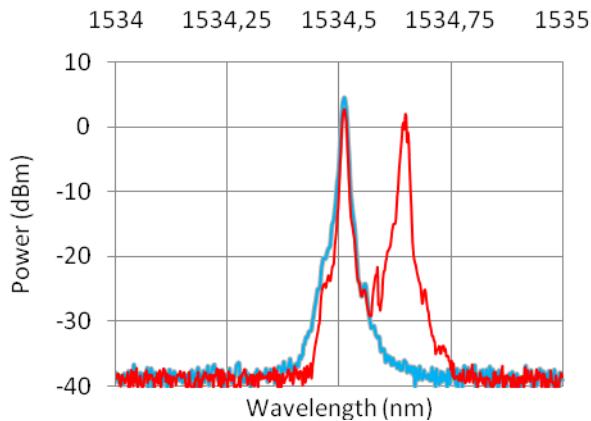


Figure 53. Laser emission spectra of the 20 cm RFL for a 120 mW pump power at 1480 nm measured a few seconds apart.

The 30 cm RFL is single-mode up to a pump power of 10 mW (at 980 nm) whilst the 20 cm RFL shows such features up to a pump power of 40 mW. While the relative power distribution and the overall emitted power are both fluctuating in time, the wavelengths of the different lasing modes remain constant. The number of modes could probably be reduced by exploiting the polarization maintaining properties of the fiber by adding a polarization controller before the grating.

The FWHM linewidth was measured with the scanning FPI to be around 0.5 pm. These individual peaks are stable over several tens of scans of the scanning FP etalon and are therefore not considered to be noise bursts. This linewidth is also significantly lower than what has been previously obtained for a random array of gratings ( $\sim 20$  pm) [44]. This should be expected from the grating's spectra as it has a much smaller ripple period. The effective cavity quality factor  $Q = \lambda/\Delta\lambda$  is estimated to be of the order of  $3 \times 10^6$ . The processes behind this narrow linewidth are under investigation.

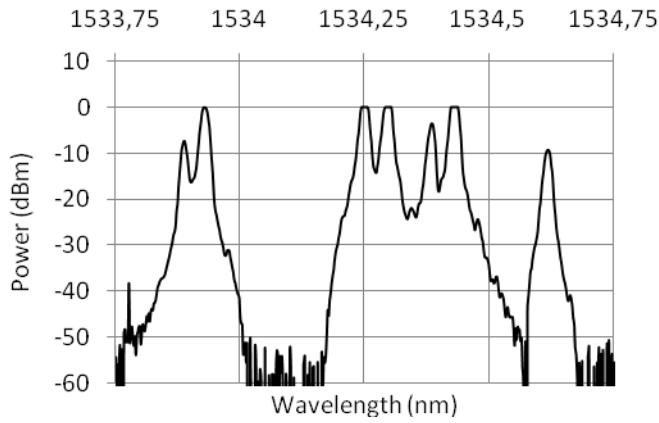


Figure 54. Laser emission spectrum of the 30 cm RFL for a 120 mW pump power at 976 nm.

In Figs. 53 and 54 it is interesting to note the high isolation between the maximum emitted intensity and background amplified spontaneous emission. No photoluminescence could effectively be measured at low pump intensities. This is in contrast to the results reported by Lizárraga et al. [44] in which the isolation between the laser emission at threshold (10 mW) and the photoluminescence maximum is approximately 3 dB. This should be expected from a lower threshold, hence higher  $\beta$  factor scheme in which a greater fraction of spontaneous emission seeds the laser process. The actual value of  $\beta$  could not be calculated as a precise measurement of the total emitted power and absorbed pump power is needed and will be reported in a subsequent publication along with further experiments results.

Since the two configurations have supposedly similar localization lengths, one could expect similar characteristics. The explanation of the difference between respective threshold levels, smaller linewidth and fewer lasing modes may lie in the high degree of randomness obtained within our scheme (i.e. single longitudinal-mode at higher power). This is supported by the noted

fine structure in the grating's spectra, which will force more energy into a dominant mode. By having a greater number of scatterers, the field intensity variation should also be smoother along the gain medium and the light localization behavior should match the asymptotic limit. Lizárraga et al. [44]] noted the presence of “hot spots” of high field intensity in simulations opposed to regions that do not contribute significantly to the lasing process. Hot spots should not appear in a medium that exhibits ideal light localization behavior. In this regard, the proposed scheme appears to be a truly random laser. Ideal localization should lead to coherence enhancement forcing energy into a dominant mode [126], forcing single frequency operation, whereas in the coherence collapsed regime [127], as would be the case of a long laser, the lasing tendency is in the multimode regime. Measurements of our random laser with a high resolution FP etalon have confirmed single frequency operation.

As mentioned earlier, the fabrication technique proposed in this article can be used to add additional phase shifts along the grating. This could be used to further add to the randomness of the grating. Several exposures of the fiber to the UV beams could also be used to raise the randomness. The precise influence of the writing parameters over the grating and the RFL's characteristics are still to be determined. It is speculated that a narrow line-width and higher power single-mode regime could be obtained by designing a highly random grating with a carefully chosen ratio of grating length and localization length.

## 5.6 Conclusion

We have presented an original fabrication technique allowing the insertion of a large number of phase errors in long fiber Bragg gratings. These fiber Bragg gratings exhibit a typical light localization behavior which has allowed the fabrication of 1D random fiber lasers. The high degree of randomness obtained with this scheme allows the RFLs to exhibit the lowest threshold ( $\sim 3$  mW) and linewidth ( $\sim 0.5$  pm) compared to any previously reported schemes. Depending on the length and on the pump power, the random lasers show both single and multimode operation. Overall, relative power fluctuation between the modes was observed, characteristic of RLs.

## 5.7 Acknowledgments

The authors acknowledge the support from Canadian Institute for Photonics Innovation (CIPI)'s BP5 Project: ‘Biopsy’ and RK also acknowledges support from the Govt. of Canada's Canada

Research Chairs Program. The authors are also grateful to the Dr. Stephen Mihailov and Mr. Joe Seregelyi of the Communication Research Center, Canada for providing the hydrogenated fiber.

## CHAPITRE 6      ARTICLE 4: RANDOM FIBER BRAGG GRATING RAMAN FIBER LASER

Ce chapitre retranscrit un article publié dans le journal *Optics Letters* en 2014. Il s'agit donc du dernier article en ordre chronologique. Celui-ci décrit la première réalisation d'un laser aléatoire à fibre à effet Raman basé sur une rétroaction cohérente. L'article décrit d'abord la technique de fabrication utilisée pour obtenir le réseau de Bragg du laser aléatoire. Contrairement à l'article présenté au chapitre 5, celle-ci fait appelle à la technique présentée dans l'article du chapitre 4, i.e. que les sauts de phase y sont insérés à des endroits prédéterminés. L'article présente encore une fois la caractérisation du laser en puissance et en spectre, résultats qui contrastent avec les résultats obtenus pour les lasers aléatoires à effet Raman basés sur une rétroaction incohérente. Les résultats obtenus ne semblent pas encore avoir été répliqués dans la littérature.

### **6.1 Authors**

Mathieu Gagné and Raman Kashyap

*The Fabulas Laboratory, Department of Engineering Physics and Department of Electrical Engineering, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montréal H3C 3A7, QC, Canada*

### **6.2 Abstract**

We demonstrate for the first time a Raman random fiber laser based on a long random fiber Bragg grating (RFBG-RRFL). Unlike other recently demonstrated random fiber lasers which rely on incoherent Rayleigh scattering feedback, the present scheme uses randomly distributed phase shifts inside a 1-meter long fiber Bragg grating as a random coherent feedback mechanism. The laser is pumped at 1480 nm and emits a CW signal at 1576 nm. The emission spectrum is dependent on pump intensity and is shown to exhibit single and multi-mode characteristics. The Raman random fiber laser shows a relatively low threshold (2.2 W) and a ~430 kHz FWHM linewidth.

### 6.3 Introduction

Recently there have been several advances in the field of random fiber lasers (RFL). Random lasers are generally defined as lasers with a highly disordered gain media [32-41]. Rather than being detrimental, random scattering can increase the path length of photons in the gain medium. Contrary to most bulk 3D random lasers, 1D RFLs do not suffer from inefficient pumping as the medium does not suffer much from pump laser scattering. A RFL scheme relying on random Rayleigh scattering along an ultra long “cavity” ( $\sim$ 10 to 200 km) as a feedback mechanism has generated a significant amount of research in the past few years [34-39]. By including an FBG in this configuration, it is possible to select the emission wavelength and reduce the linewidth [35]. The feedback Rayleigh mechanism being incoherent, the minimum linewidth achieved was only 0.05 nm [35]. These lasers have been promoted as tunable sources, distributed sensors [34] and multiwavelength sources [37].

Another class of Raman fiber lasers which have been studied extensively over the past few years are the Raman distributed feedback (DFB) fiber lasers [46-48]. These have been shown to exhibit good beam quality, low noise and narrow linewidth ( $\sim$ 1 kHz) [47, 48]. They also show a greater output power stability than rare earth doped fiber laser since they are not subject to ion-ion coupling and relaxation oscillation. They were first theoretically described by Perlin et al. [26] in 2001, but were only experimentally realized in 2011 [46]. This can be explained by the experimental challenges of obtaining ultra-long ( $>20$ cm) high quality DFB fiber Bragg gratings (FBG) required for practically achievable threshold devices.

Random lasers are generally divided into being either coherent or incoherent [32]. For incoherent feedback random lasers, light scattering essentially serves to satisfy the lasing condition: gain equals loss and the emission frequency is dominated by the gain spectrum. Instead of having typical high-Q resonances, a large number of spectrally overlapped low-Q resonances form a continuous spectrum. In the case of coherent feedback random lasers, the resonant feedback forms discrete high-Q quasi-modes in the lasing “cavity” that determine the potential lasing frequencies.

In this letter, we present a random Raman fiber laser (RRFL) based on a long fiber Bragg grating with randomly distributed phase shifts (RFBG). Contrary to previously reported RRFL, the feedback mechanism in the present laser is coherent.

The result of the proposed coherent feedback Raman RRFL is a compact device with some emission properties analogous to conventional DFB Raman fiber lasers. This type of random grating having no high quality requirements is easy to fabricate with a proper experimental setup and allows a potentially exceptional high cavity Q-factor through the phenomenon of light localization [31]. Light localization, often associated with random lasers, usually only applies to some bulk materials having specific properties, but can be easily achieved in a 1D medium [31, 128]. Such phenomena is generally characterized by the localization length  $L_{loc}$  which can be obtained from  $T(L) \sim \exp(-L / 2\xi)$  where  $T$  is the transmitted intensity,  $L$  is the length of the random media and  $\xi$  is the localization length. It was shown in [128] that effective cavity lengths of quasi-modes are longer than the localization length (typically a few localization lengths). The number of possible lasing modes is a function of the total length of the grating, the threshold of the individual quasi-modes and the gain of the fiber. Interestingly, changing the length of the grating outside the quasi-mode cavity does not affect the position of the emitted frequencies.

The random laser concept based on a RFBG was demonstrated by the authors in 2009 using an Er-doped fiber [97]. The randomly distributed phase shifts were induced during the inscription process in a 20 cm long FBG while the fiber was pulled on a fixed fiber mount [21]. As the fiber was held by vacuum in v-grooves, the friction generated between the fiber and the mount caused non-uniform movement inducing randomly distributed phase errors. The resulting RFBG transmission spectrum was broad and showed a large number of strong resonances.

The RFBG used in this letter to obtain a RRFL was fabricated using a controlled scheme to induce pre-determined phase errors. A complete description of the fabrication setup can be found in [129]. Briefly, a moving fringe pattern is generated by a piezo-mounted phase mask placed on a conventional Talbot interferometer. By applying a ramp signal to the piezo mounted phase mask, the moving fringe pattern can be synchronized to a moving fiber. This fabrication technique allows custom chirp, apodization and phase shifts through modification of the applied ramp signal. To obtain phase shifts, a simple DC bias is applied on the ramp signal at the appropriate time during the writing process. This novel controlled scheme adds a degree of repeatability to the random laser fabrication process and potentially to the tantalising possibility of obtaining identically random RFLs.

The fiber is placed on a high precision 1-meter long Aerotech motorised linear translation stage rather than being pulled by a rotary motor stage as in the previous RFL experiment [97]. An Xiton Photonics 213 nm wavelength Q-switched laser was used for grating inscription as the fiber's photosensitivity has been shown to be exceptionally high with this laser, a useful feature as this writing technique is currently limited to a single fiber scan [19]. The quality of long FBGs using this scheme can be outstanding as has been shown in [19].

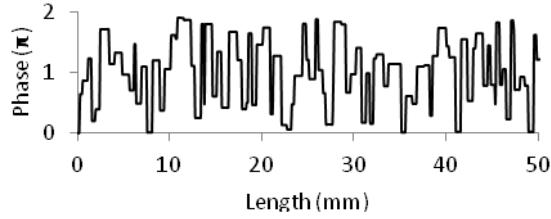


Figure 55. Random FBG phase profile sample over 50 mm.

One-meter long random FBGs were obtained by including a large number (1500) of spatially distributed random phase shift (chosen between 0 to  $2\pi$ ), following a Poisson distribution. Figure 55 shows as an example the phase profile of the first 50 mm of the 1 meter long RFBG.

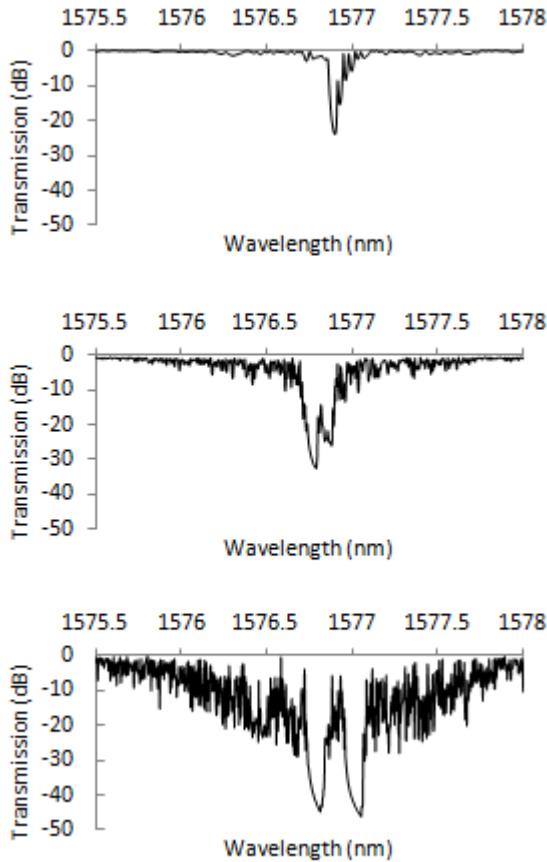


Figure 56. Transmission spectrum of a: (a) 26 mm, (b) 100 mm and (c) 1000 mm random FBG. Note that the transmission dip of the 1000 mm RFBG spectrum is limited by the resolution of the swept wavelength source (SWS) and exceeds the apparent  $\sim -50$  dB shown in the figure.

Figure 56(c) shows the transmission spectrum of a 1-meter long FBG written in a CorActive UPS-EPS high Germania photosensitive fiber measured with a 3 pm resolution JDSU SWS-OMNI system. This fiber has an effective numerical aperture of 0.27 and a mode field diameter of  $4.8 \pm 0.5 \mu\text{m}$ . Figure 56 (a) and (b) show the spectra of the same RFBG at 26mm and 100 mm, respectively, recorded during the writing process. From the spectrum of the 26 mm long RFBG, the effective AC coupling constant,  $\kappa_{ac}$  is calculated to be  $130 \text{ m}^{-1}$ . The maximum reflectivity of such an RFBG is lower than the corresponding uniform FBG with the same refractive index modulation. Several narrow gaps quickly appear in the stop band during the beginning of the writing process. After 1 meter, these are impossible to resolve with the SWS-OMNI system as

Fig. 56 (c) shows a smooth stop band limited by the resolution of the instrument. The advantage of such a random grating over previously described random arrays of gratings [26, 31] is the asymptotic localization regime that can be obtained with a significantly higher number of weak scatterers that allow light to penetrate into the sample and acquire many multiple-reflections. The result is a spectrum with a smooth envelope which has a shape similar to its individual scatterers rather than a broad succession of unpredictable stop-bands. The presence of two strongly reflecting bands in the 1000 nm spectrum is speculated to be the result of an unwanted chirp resulting from a slight misalignment during the writing process.

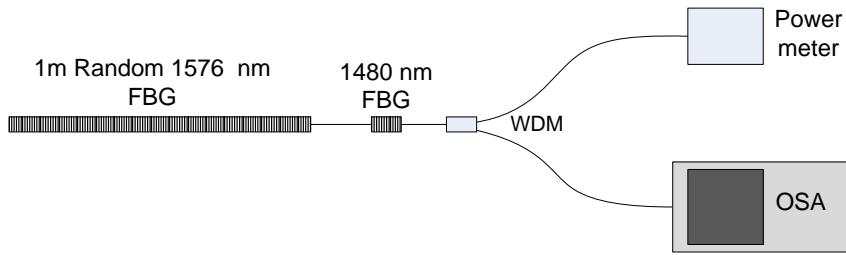


Figure 57. RFBG-RRFL experimental setup.

The spectra shown in Fig. 56 (a-c) are not as broad as the previous random FBG made using the scheme of [97]. This can be explained by noting that the friction induced phase errors also introduced chirp in the period of the grating. The current spectrum consists of highly reflective short bandwidth ripples in a tight spectral range. This limits the maximum number of in-band lasing modes to a smaller number than in [97]. It is possible to easily obtain much stronger gratings in this type of fiber, however coupling to radiation modes also becomes important past a certain grating strength, which in a core pumped scheme becomes counterproductive if it affects the pump laser wavelength coupling to cladding modes in the context of a fiber laser. Figure 57 shows a schematic of the experimental setup. An IPG Photonics 1480 nm CW laser is coupled to the RFBG fiber. A ~3dB reflecting FBG at the pump wavelength of 1480 nm is used to re-circulate the pump light and a 1480/1550nm WDM coupler is also spliced to the 1480 nm FBG. Finally, the emitted laser light is measured by an Ando optical spectrum analyser.

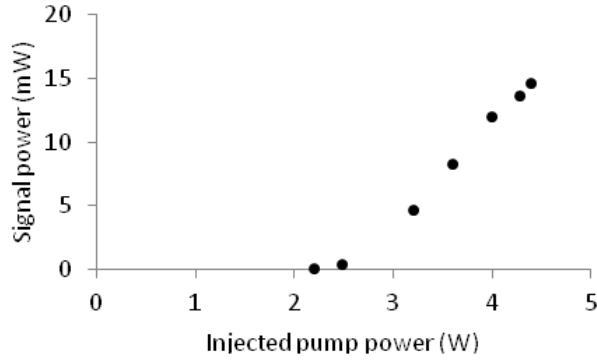


Figure 58. Laser output power as a function of the injected pump power.

Figure 58 shows the measured laser output power against the injected pump power. The power was measured by integrating the optical spectrum analyser spectra to remove the remaining pump power which could have otherwise affected the measurement in this transmission scheme. The threshold is measured to be  $\sim 2.2$  W of injected pump power. This value is higher than recently reported values for Raman DFB lasers [47, 48], but can be explained by the larger mode field diameter ( $4.8 \pm 0.5$   $\mu\text{m}$  vs.  $2.6 \pm 0.3$   $\mu\text{m}$  in [12,13]) of the CorActive UPS-EPS fiber used here and the detrimental effect of cladding modes which also affects the spatial uniformity of the pump power. The use of a  $\sim 3$ dB 1480 nm FBG reflector that recirculates the pump power in the laser “cavity” significantly reduces the threshold power, pointing to the importance of the cladding mode loss in the lasing process. This lasing threshold value can be considered very low for this type of a short Raman fiber laser. We obtain a single ended output of  $\sim 15$  mW signal for a pump power of 4.4 W, giving a conversion slope efficiency for the forward signal power of only  $\sim 0.8\%$ .

Figure 59 shows the emitted forward spectra for various pump powers measured with an Anritsu optical spectrum analyser with a 0.05 nm resolution. The RFBG-RRFL emits at a wavelength of  $\sim 1576.8$  nm, which is close to the  $\sim 13$  THz ( $\Delta\lambda \sim 95$  nm) Stokes shift gain maximum from the 1480 nm wavelength pump. The OSA spectrum shows a single line from threshold until a pump power of 2.5 W at which point a low intensity side mode appears  $\sim 0.3$  nm away from the peak wavelength, corresponding to the second of the two transmission dips seen in Fig. 56 (c). Up to 7 dominant modes were observed at fixed frequencies, always on the long wavelength side of the originally emitted wavelength. The spacing between each mode does not appear to be constant, meaning that the emitted wavelengths are fixed by the random grating’s quasi-modes. Contrary to

the previous Er-doped random laser [97], the emitted spectrum is stable (being limited by pump power variations) and is CW. The highest Q-factor quasi-mode has the lowest threshold and the laser can operate at this frequency until the lasing condition is met for another neighboring quasi-mode. This allows the laser to have similar properties to a conventional DFB fiber laser for this pump power interval. The signal-to-noise ratio observed in Fig. 59 is 50 dB near threshold and remains constant at 40 dB at higher power

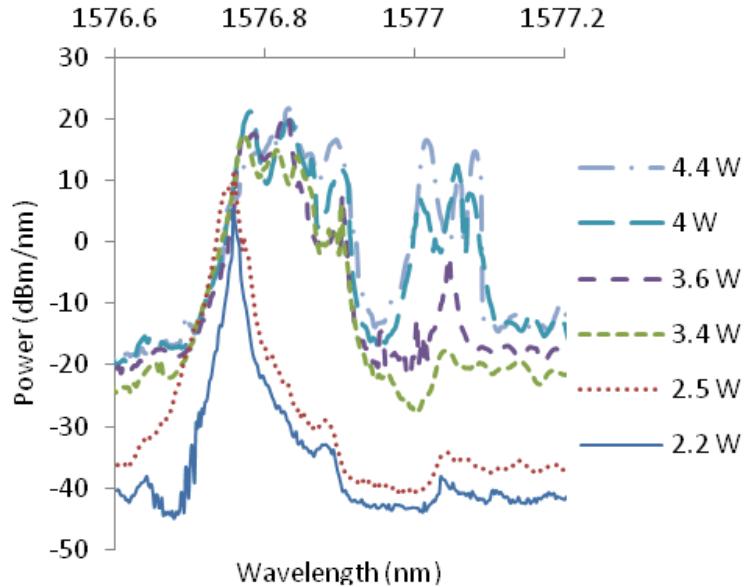


Figure 59. Forward emission spectra of the RFBG-RRFL at different pump powers.

The RFBG-RRFL linewidth was characterized using a self-heterodyne measurement technique [20]. The signal was filtered with a circulator and matching FBG to further remove the residual pump signal. The output of the laser was split between a short and 10 km long arms of a Mach-Zehnder interferometer and recombined at a photoreceiver. An acousto-optic modulator (AOM) with a carrier frequency shift of 96 MHz was placed in the shorter arm of the interferometer. The resulting beat spectrum was observed at an Agilent E4446A electrical spectrum analyser (ESA) and is shown in Fig. 60 As the emitted wavelength of the laser is out of the C-band, the signal could not be amplified with the available amplifiers and the ESA signal amplitude was thus limited to 17 dB above the noise background. The linewidth at -3 dB calculated from the linewidth at -10 dB is 430 kHz, corresponding to an effective cavity quality factor  $Q = \lambda/\Delta\lambda$  of  $4.4 \times 10^8$ . This linewidth compares favorably with previously demonstrated 1480 nm pumped Raman DFB fiber laser obtained by Westbrook et al. [46] where the authors observed a ~2 MHz

minimal linewidth. Significantly lower linewidths ( $\sim$ kHz) were obtained by Shi et al. [47] using a similar DFB configuration to [46], but with a 1064 nm pump source. This discrepancy between the two reported linewidths related to the pumps for similar DFB gratings was not commented on in [47], but we believe can be explained by the noise level from the pump lasers used. In our case, the IPG 1480 nm pump, which is itself a Raman fiber laser, has a large linewidth giving rise to modal interaction.

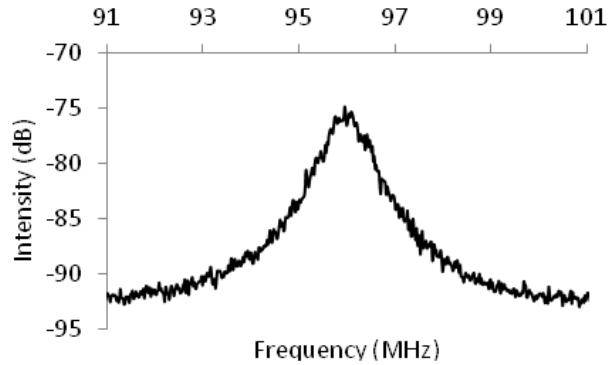


Figure 60. Delayed self-heterodyne RF spectra of the Raman random FBG laser for a pump power of 3 W.

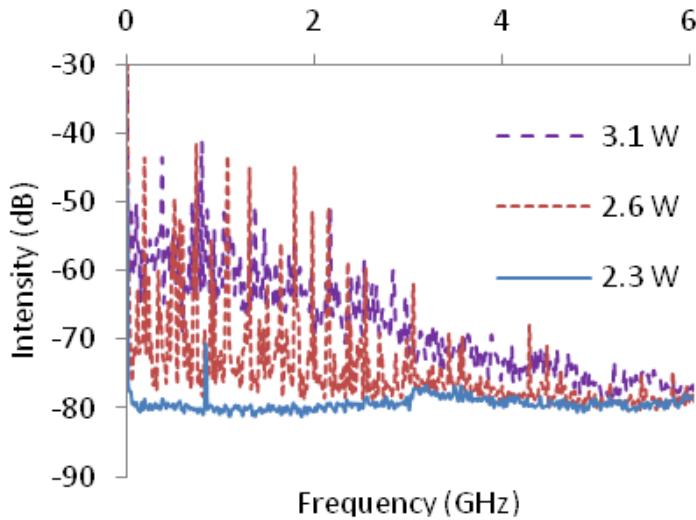


Figure 61. RIN spectrum over a 6 GHz span.

Figure 61 shows the RIN over a 6 GHz span measured by launching the filtered laser light directly onto a photodiode. Above threshold, at a pump power of 2.3 W, the laser runs almost single frequency, only showing one beat note 9 dB above background at 815 MHz. The laser then

exhibits several well defined and stable beat notes at a pump power of 2.6 W. These well defined beat notes become a broader, somewhat chaotic, noise spectrum above 3.1 W.

An optimized Raman random fiber laser could have interesting applications as an alternative narrow linewidth source or as a multi-wavelength source. Power distribution in RFLs differs from that of DFB laser, being less centered on the central phase shift [130] making the laser less sensitive to undesirable temperature or non-linear effects such as self and cross phase modulation. The length of the random grating does not have any theoretical limitation since multiple gratings can be written consecutively as there is no need to maintain phase matching between them contrary to standard uniform gratings. This also allows the fabrication of long random gratings with a more conventional fabrication setup of sequential writing.

In summary, we have demonstrated what we believe to be the first Raman random fiber laser based on a single long random fiber Bragg grating. The 1480 nm pumped 1 meter long RFBG-RRFL emits radiation at a wavelength of 1576 nm, with a threshold, of 2.2 W and has a measured linewidth 430 kHz. The impact of the distribution and amplitude of the random phase shifts along the grating remain to be investigated. The control afforded by the grating writing scheme raises the interesting possibility for the fabrication of identical random lasers, leading to applications in chaotic communication, identical random number generators and possible applications in quantum cryptography. We hope to report on the characterization of this new type of laser in a future publication.

RK acknowledges support from the Canadian Govt.'s Canada Research Chairs Program, MG acknowledges the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada's Alexander Graham Bell Scholarships.

## CHAPITRE 7 DISCUSSION GÉNÉRALE

Ce chapitre présente d'abord des résultats complémentaires aux articles présentés aux chapitres 3 à 6. Ces résultats furent obtenus après la publication de ces articles. Finalement, une section est dédiée à une analyse plus détaillée du processus d'écriture de réseaux de Bragg ultra-longs dont l'article présenté au chapitre 3 traite.

### 7.1 Résultats complémentaires

#### 7.1.1 Réseaux de Bragg ultra-longs

Étant donné que les réseaux de Bragg ultra-longs peuvent rapidement atteindre des largeurs de bandes de l'ordre de la résolution des analyseurs de spectre (1.5 à 10 pm), il fut nécessaire d'avoir recours à une méthode de caractérisation offrant une meilleure résolution. Celle-ci consista à moduler selon une fonction en dents de scie la longueur d'onde d'une source accordable sur un faible intervalle englobant tout le spectre du réseau de Bragg et d'en mesurer la transmission à travers le réseau à l'aide d'un analyseur de spectre optique configuré pour mesurer la puissance à une longueur d'onde fixe. L'analyseur de spectre mesure alors la puissance transmise en fonction du temps. Sachant la modulation totale de la longueur d'onde la source accordable, il devient possible de retrouver le spectre du réseau avec une précision supérieure à ce qu'il est possible d'obtenir avec un analyseur de spectre conventionnel.

Un nouvel analyseur de spectre fut obtenu après la publication des articles. L'analyseur de spectre Apex AP2050 possède une résolution de ~160 fm, ce qui est amplement suffisant pour résoudre le spectre des réseaux de Bragg ultra-longs ainsi que les détails fins tel que les bandes de transmission des réseaux ayant des sauts de phase.

La longueur d'onde de Bragg du réseau de 1 mètre présenté au chapitre 3 étant de 1519 nm, celle-ci est hors de la bande d'analyse de l'Apex AP2050 qui commence à 1525 nm. La figure 62 montre le spectre de transmission d'un réseau de Bragg de 1 mètre de -37.7 dB obtenu de façon analogue à une longueur d'onde de Bragg permettant d'être caractérisée par l'analyseur de spectre Apex.

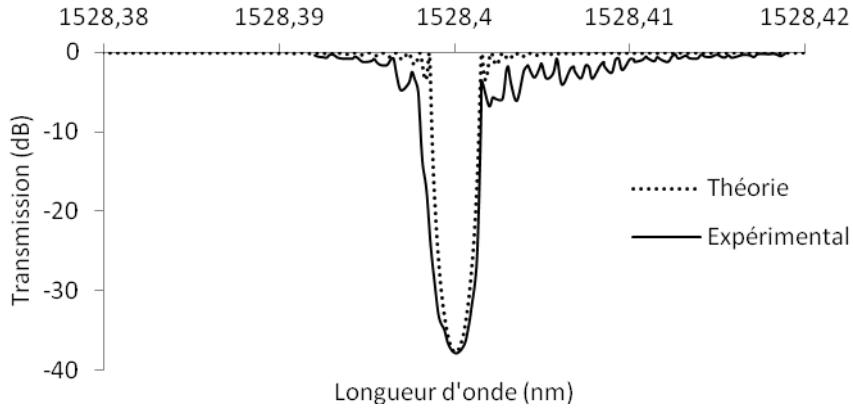


Figure 62. Spectre de transmission d'un réseau de Bragg de 1 mètre inscrit dans une fibre SMF28 hydrogénée.

La largeur de bande du réseau de Bragg de la figure 62 est de 3.6 pm, ce qui est légèrement plus élevé que la largeur de bande théorique de 3 pm associée à un réseau de Bragg de 1 mètre de -37.7 dB. Ceci et l'apparition de lobes à droite de la longueur d'onde Bragg dénotent la présence d'un léger chirp concave.

### 7.1.2 Réseaux de Bragg complexes

La partie « applications » de cette thèse étant davantage concentrée sur les lasers à fibre, la capacité du montage à fabriquer des réseaux de Bragg chirpés et apodisés fut relativement peu étudiée expérimentalement. Néanmoins, cette capacité fut exploitée dans le cas d'un projet connexe visant à obtenir des cavités à large bande basées sur des paires de réseaux courts chirpés [131]. Tel que mentionné précédemment au chapitre 1, il est possible de varier la période du réseau de Bragg en variant la fréquence du signal en dents de scie ou la vitesse de déplacement de la fibre. Ceci amène aussi une certaine apodisation fonction de la taille du faisceau et de la différence entre la période du réseau et la période de la figure d'interférence. Il devient alors difficile d'obtenir un spectre de réseau chirpé en plateau tel que le prédis la théorie. Néanmoins, cette apodisation naturellement présente est plus négligeable pour de petits chirps. La figure 63 montre l'exemple d'un réseau de Bragg chirpé et apodisé. Une transmission d'environ -20 dB est présente sur environ 5 nm. La variation de la période de ce type de réseau de Bragg chirpé est alors obtenue en variant continuellement la fréquence appliquée au piézo. Les lobes latéraux ne sont pas encore tout à fait inhibé, atteignant une transmission -3 dB à un endroit, indiquant que le

profil d'apodisation n'est pas encore optimale. Un réseau chirpé correspondant d'avantage au spectre théorique nécessiterait un profil d'apodisation sur mesure dont la fonction serait de compenser l'apodisation naturelle du réseau émanant de la limite imposée par la taille du faisceau. Ce profil d'apodisation serait d'avantage prononcé au centre du réseau et atténué aux extrémités.

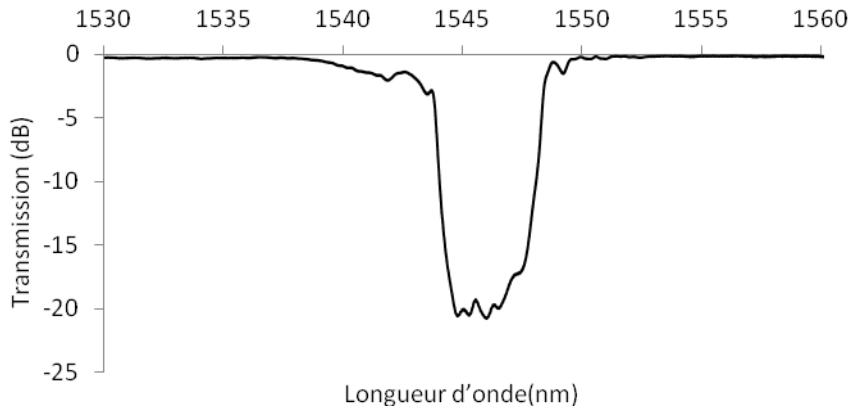


Figure 63. Spectre de transmission d'un réseau de Bragg de 5 mm chirpé et apodisé inscrit dans une fibre SMF28 hydrogénée.

Des réseaux DFB ont aussi été réalisés. La figure 64 montre l'exemple d'un réseau de 1 cm ayant un saut de phase en son centre. L'incrément de voltage appliqué au piézo ou aux modulateurs correspondant à ce saut de phase ne peut simplement être calculé qu'à partir de  $V_{2\pi}$  et doit plutôt être obtenu expérimentalement à l'aide d'une série d'essais préalables. En effet, cette valeur dépendra du type de fibre utilisée, de la vitesse de la fibre et de la puissance du laser UV. Il peut parfois être avantageux pour certaines applications d'induire le saut de phase mécaniquement ou thermiquement plutôt que durant l'écriture.

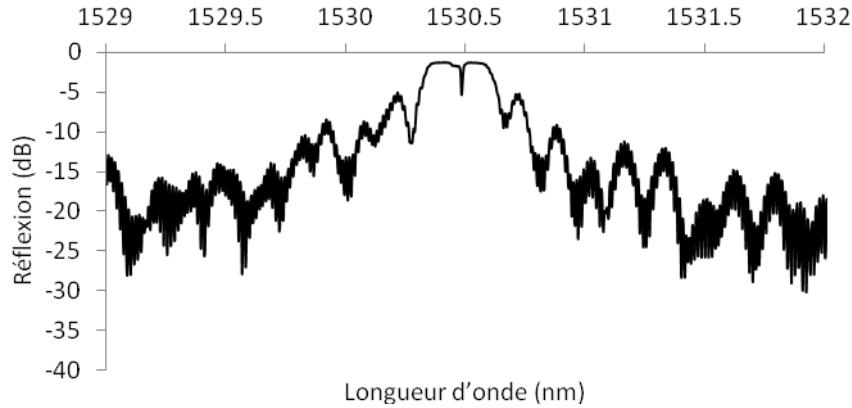


Figure 64. Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de type DFB de 1 cm.

### 7.1.3 Laser aléatoire à fibre

Cette section présente les résultats concernant les lasers aléatoires à fibre ayant été obtenu après la publication de l'article présenté au chapitre 5. L'article ayant été publié au début des travaux de cette thèse, quelques expériences ont pu être réalisées par la suite.

#### 7.1.3.1 Spectre

Le spectre du réseau aléatoire mesuré à la figure 29 du chapitre 5 est limité à la résolution de 10 pm de l'analyseur de spectre Ando. Cette résolution ne permet pas de distinguer d'éventuels modes d'émissions latéraux, contrairement à l'analyseur de spectre Apex dont la résolution de 0.16 pm permet d'apprécier davantage les détails du spectre d'émission laser. La figure 65 montre un exemple de spectre d'émission du laser aléatoire de 20 cm basé sur une fibre dopée à l'erbium présenté au chapitre 5 à une puissance de pompe de ~50 mW.

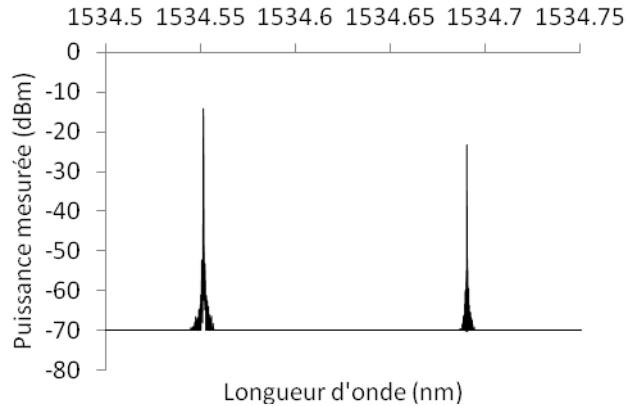


Figure 65. Spectre d'émission du laser aléatoire présenté au chapitre 5.

Tel que le montrait la figure 29 à l'époque, deux modes principaux sont émis avec un rapport de puissances instable. Il est intéressant de noter qu'aucun mode latéral n'est observé. La largeur de raie à -30 dB est de 0.3 pm.

### 7.1.3.2 Impulsions

Un détail important qui ne fut pas mesuré avant la publication de l'article portant sur le laser aléatoire à fibre est le comportement temporel du laser. En effet, il fut déterminé que le laser aléatoire à fibre basé sur une fibre dopée à l'erbium émet des impulsions à un taux de répétition dépendant de la puissance de pompe. La mesure de la puissance moyenne étant relativement stable, le fait que le laser soit pulsé a d'abord passé inaperçu.

Les lasers pulsés sont souvent associés à deux modes d'opération des lasers. Le premier de ces modes d'opération est dit en synchronisation modale. Les différents modes de la cavité sont alors en phase de sorte que l'émission se fait sous forme d'impulsions à un taux de répétition dépendant de l'espacement fréquentiel entre les modes du laser. Divers configurations peuvent être utilisées obtenir une opération en modes. Dans le cas où les impulsions sont générées passivement, le principe général est d'appliquer une atténuation non-linéaire (parfois sous la forme d'un absorbant saturable) à la cavité laser qui sera plus élevée pour de faibles intensités. Une impulsion aura donc tendance à se compresser temporellement lorsque ses ailes seront de plus en plus atténuées relativement à la partie centrale de haute intensité. Dans le cas où les impulsions sont générées de façon active, le champ optique à l'intérieur de la cavité est modulé en amplitude ou en phase (AM ou FM). Dans l'exemple d'une modulation en amplitude, le laser

Un second type de laser pulsé dit « Q-switched » utilise quand à lui un atténuateur variable à l'intérieur de la cavité dont la fonction est de temporairement réduire le facteur de qualité (i.e. le nombre de passage que la lumière pourra effectuer à travers le milieu de gain) de façon à maximiser l'inversion de population avant de brièvement ouvrir l'atténuateur. L'énergie emmagasinée dans le milieu de gain atteint alors un maximum : le gain est saturé. À l'ouverture de l'atténuateur, le facteur de qualité Q est drastiquement augmenté, permettant une rétroaction et l'amplification par émission stimulée. Étant donné la grande quantité d'énergie emmagasinée sous forme d'inversion de population, une puissante impulsion est alors émise.

Ces deux configurations de lasers pulsés ne sont pas les seuls moyens d'obtenir des impulsions lors de l'émission. En effet, les lasers à fibre dopés à l'erbium peuvent aussi avoir tendance à entrer en « auto-pulsation » (self-pulsing), i.e. que le laser émettra par défaut des impulsions même dans une configuration où il est pompé de façon continu. L'auto-pulsation peut généralement prendre origine de deux mécanismes non linéaire : l'interaction « ion-ion » [132] et les oscillations de relaxation [133].

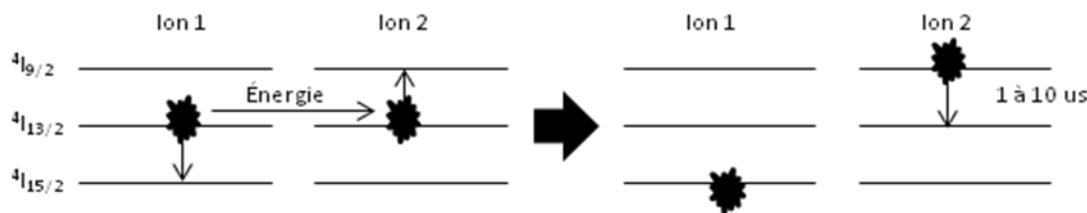


Figure 66. Schéma des niveaux d'énergie lors de l'interaction ion-ion.

L'impact de l'interaction ion-ion est illustré à la figure 66 qui montre les niveaux d'énergie de deux ions d'erbium. Dépendamment de la concentration molaire d'erbium dans la fibre et/ou de l'intensité de pompe, de l'énergie peut être transférée entre deux ions excités initialement au niveau  $^4I_{13/2}$ . Un premier ion se trouve alors dans l'état fondamental  $^4I_{15/2}$  alors que le second se trouve excité au niveau  $^4I_{9/2}$  dont le temps de vie se situe entre 1 et 10  $\mu$ s, menant à une rapide transition au niveau initial. La conséquence évidente est la perte d'un ion d'erbium excité,

limitant le gain pouvant être atteint. La deuxième conséquence est d'induire une instabilité dans l'émission du laser, pouvant entraîner l'auto-pulsation de par le comportement d'absorbant saturable. Cet effet peut être minimisé en codopant la fibre avec d'autres ions tel que l'aluminium ou l'ytterbium ou encore en limitant la concentration d'erbium dans la fibre à moins de 5%.

Le phénomène d'oscillations de relaxation est une caractéristique importante des lasers dits de « classe-B ». Pour ces lasers, le temps de vie de l'état excité est supérieur au temps d'amortissement de la cavité, entraînant des oscillations lors des variations de puissance de pompe. L'effet se manifeste communément pour les lasers à fibre comme des impulsions à des taux de répétitions dans les dizaines de kilohertz. À l'opposé, pour les lasers gazeux, le temps de vie de l'état excité est inférieur au temps d'amortissement de la cavité, rendant le laser insensible à ces oscillations.

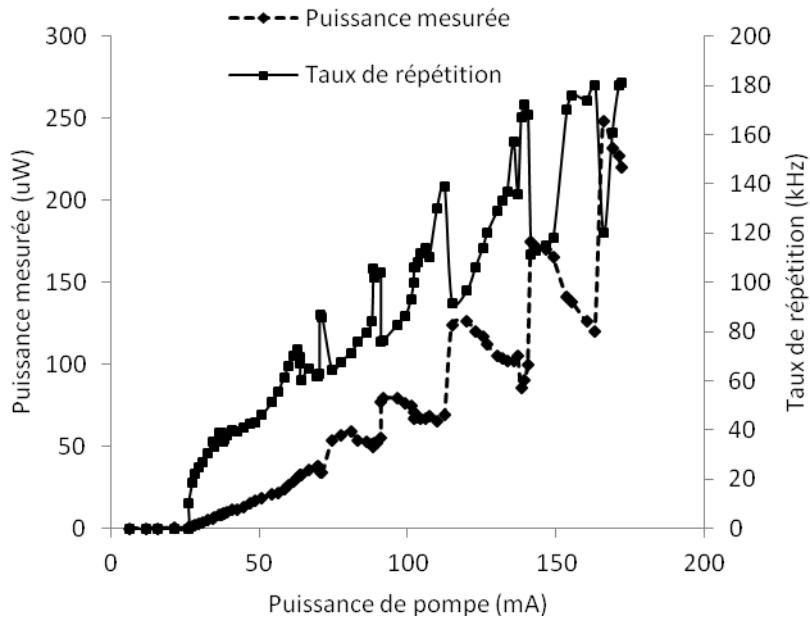


Figure 67. Puissance moyenne mesurée et cadence des impulsions du laser aléatoire à fibre en fonction du courant de pompe.

La figure 67 montre la puissance mesurée et la cadence des impulsions du laser aléatoire à fibre présenté au chapitre 5 en fonction du courant de pompe de la diode de 980 nm. Contrairement à ce qui est présenté au chapitre 5, une mesure plus précise de la courbe d'émission donne une évolution de la puissance non monotone. En effet, la puissance évolue en sections d'allures

identiques où la puissance émise baisse lentement à mesure que la pompe augmente, pour ensuite s'elever rapidement. Dans le domaine temporel, lorsque la puissance émise diminue, la cadence des impulsions augmente aussi de façon monotone, puis chute rapidement au même moment que la puissance émise augmente. Le taux de répétition du laser varie entre ~50 et 200 kHz. Cette plage de cadence d'impulsion est généralement associée aux impulsions provoquées par l'interaction ion-ion et par les oscillations de relaxation.

La fibre utilisée dans l'article présenté au chapitre 5 (Coractive SCF-ER30-5/125-25-PM) possède une concentration d'erbium de seulement 1.5% et est fortement codopée en aluminium. La probabilité que les impulsions du laser aléatoire à fibre tirent origine de l'interaction ion-ion est donc très faible. Un laser à fibre simple composé de la même fibre Coractive et de deux réseaux de Bragg fut d'ailleurs réalisé (mentionné dans l'article du chapitre 4) et son émission fut mesurée comme étant continue dans le temps. Il est donc raisonnable de conclure que le comportement pulsé du laser ne tire pas origine d'une concentration trop élevée d'erbium dans la fibre.

Les figures 68 et 69 montrent deux régimes d'impulsions observées à l'oscilloscope pour l'émission du laser aléatoire. La figure 68 montre l'allure des pics lorsque la puissance émise est sur une pente descendante. Les pics gagnent alors en puissance maximale et deviennent de plus en plus étroits jusqu'à ce qu'ils atteignent un maximum pour enfin revenir au point de départ après un certain nombre d'impulsions. La figure 69 montre l'allure des pics après une augmentation drastique de puissance. La puissance maximale des pics est alors constante et significativement plus élevée.

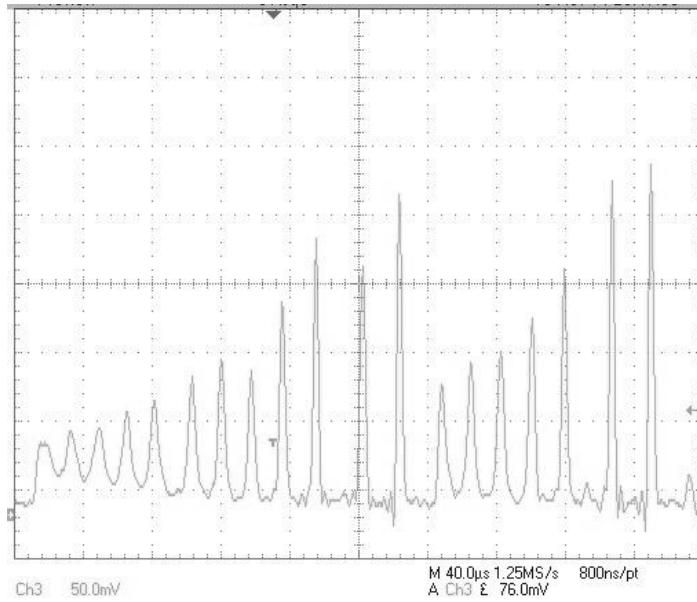


Figure 68. Exemple de mesure de l'intensité en fonction du temps lorsque la puissance émise est sur une pente descendante.

Il semble donc y avoir un premier régime où la formation des pics est instable et interrompue et un second régime où les caractéristiques des impulsions sont stables. Cette situation a des caractéristiques similaires à celle des lasers à fibre en synchronisation modale émettant passivement des solitons. Un soliton est une impulsion ayant la caractéristique unique de ne pas se déformer durant la propagation [134]. Ceci est dû à une balance de deux effets : l'automodulation de phase dû à l'effet Kerr qui aura un effet de compression sur l'impulsion et la dispersion chromatique qui aura un effet d'élargissement sur l'impulsion. Lorsque les deux effets s'annulent mutuellement, un soliton peut être créé à partir d'une impulsion ou parfois même à partir d'un signal continu [135, 136]. Le phénomène n'est pas uniquement optique et peut être observé durant divers phénomènes de natures ondulatoires.

Le nombre de solitons circulant dans une cavité laser tend à être un entier [134]. Ceci a d'abord comme effet de rendre la cadence des impulsions, i.e. le temps entre chaque impulsion, instable lorsque l'énergie moyenne des impulsions s'éloigne de l'énergie fondamentale du soliton (créant un « jitter »). Cette situation est analogue à ce qui est observé à la figure 68 où l'espacement entre chaque impulsion est croissant à mesure que les impulsions gagnent en puissance. Lorsque la puissance dans la cavité atteint une certaine valeur, qui correspondrait ici à un nombre entier de solitons, Ces lasers ont donc des puissances et des taux de répétitions d'opération optimales (et

variant selon la puissance de pompe) où le produit du taux de répétition et l'énergie de l'impulsion correspond à la puissance moyenne circulant dans la cavité, tout comme le laser aléatoire à fibre présenté dans cette thèse. Par contre les lasers à fibre en mode bloqué émettant des solitons opèrent à des taux de répétitions beaucoup plus élevés (MHz ou GHz) que la présente situation.

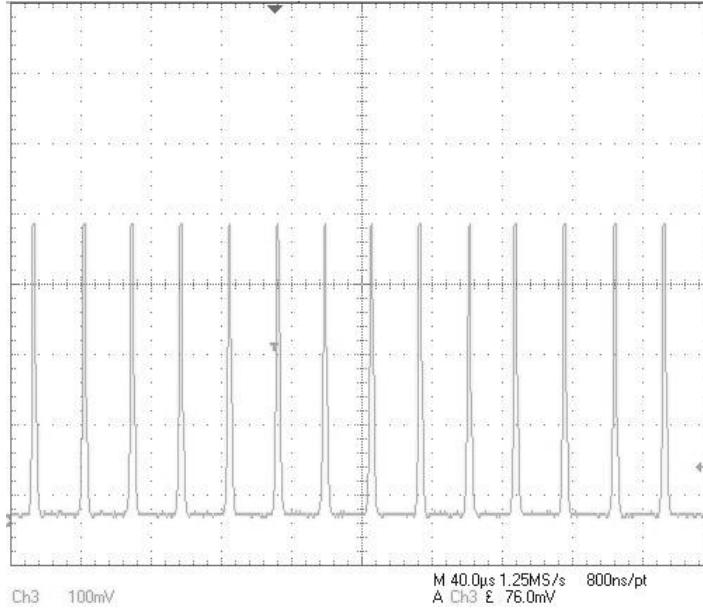


Figure 69. Exemple de mesure de l'intensité en fonction du temps après une augmentation drastique de la puissance du laser (à noter que l'échelle verticale est à 100 mV par graduation, contrairement à la figure précédente où l'échelle est à 50 mV par graduation).

Tel que mentionné plus haut, la génération de soliton nécessite des conditions de dispersion particulière. En effet, la dispersion doit être en régime « anormale », i.e. que l'indice de réfraction doit croître avec la longueur d'onde. C'est dans ces conditions que l'automodulation de phase peut compresser l'impulsion. Nonobstant les propriétés de dispersion de la fibre optique, les réseaux de Bragg possèdent des régions spectrales de dispersion anormale situées près des zéros de réflexion en bordure du pic central. Ceci peut être utilisé pour générer des solitons [137]. Dans la présente situation, il est raisonnable de spéculer que les réseaux aléatoires sont significativement plus dispersifs qu'un réseau de Bragg uniforme standard. En effet, les nombreux pics étroits du spectre du réseau sont associés à des variations rapides de la vitesse de groupe, créant de nombreuses zones de dispersions anormales permettant possiblement la propagation de solitons.

Cette dernière caractéristique du réseau aléatoire pourrait être la source de l'observation du comportement quantifié des impulsions. Néanmoins, il ne s'agit pour l'instant que d'une hypothèse non publiée nécessitant de plus amples confirmations. La mesure de la dispersion de la vitesse de groupe du réseau n'a pas pu être réalisée avec les moyens disponibles. La génération de solitons à partir d'un signal continu est théoriquement possible dans les réseaux de Bragg, mais nécessite des puissances difficilement atteignables expérimentalement. La puissance du laser aléatoire étant relativement faible (quelques mW seulement), il est a priori irréaliste de s'attendre à une puissance intra-cavité très élevée. La seule façon réaliste de générer des solitons serait alors de convertir les oscillations de relaxation en solitons.

### **7.1.3.3 Laser aléatoire basé sur une fibre dopée Er/Yb**

Un second laser aléatoire fut fabriqué à l'aide de la station FABULAS dans une fibre photosensible dopée à l'erbium et à l'ytterbium (Coractive EY 305). L'ajout d'ytterbium à une fibre dopée à l'erbium permet davantage de supprimer l'interaction ion-ion et d'ainsi rendre la fibre moins sensible à l'auto-pulsation tout en permettant d'obtenir des amplifications plus élevées. Le but est donc ici de caractériser le comportement temporel dans un autre type de fibre tout en testant les capacités de la nouvelle station à obtenir des lasers aléatoires.

Les sauts de phase générant le réseau aléatoire sont, contrairement au réseau aléatoire à fibre présenté précédemment, programmés dans la structure du réseau plutôt que d'être ajoutés passivement par friction lors de la fabrication. La même structure de sauts de phase que celle utilisée pour le laser aléatoire à fibre à effet Raman présenté au chapitre 6 est utilisée sur une longueur de 20 cm et pompé avec la même pompe de 976 nm. La figure 70 montre la puissance émise mesurée en fonction de la puissance de pompe. Le seuil de pompe de ~100 mW est beaucoup plus élevé que dans le cas de la fibre dopée à l'erbium seulement. Grâce à la luminescence verte émanant de la fibre, il est possible d'approximer visuellement la répartition de la puissance du signal dans la bande C tout au long de la cavité. Il est alors possible d'aisément observer la présence d'amplification laser de par le fort contraste. Dans le cas présent, malgré que le réseau ait une longueur de 20 cm, l'amplification laser ne se produit que sur les 5 premiers centimètres de la cavité, expliquant le seuil élevé du laser.

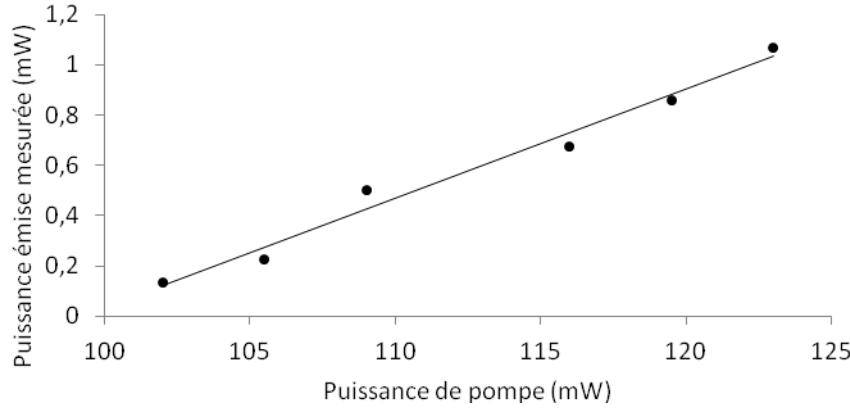


Figure 70. Puissance émise mesurée en fonction de la puissance de pompe du laser aléatoire à fibre dopée Er/Yb.

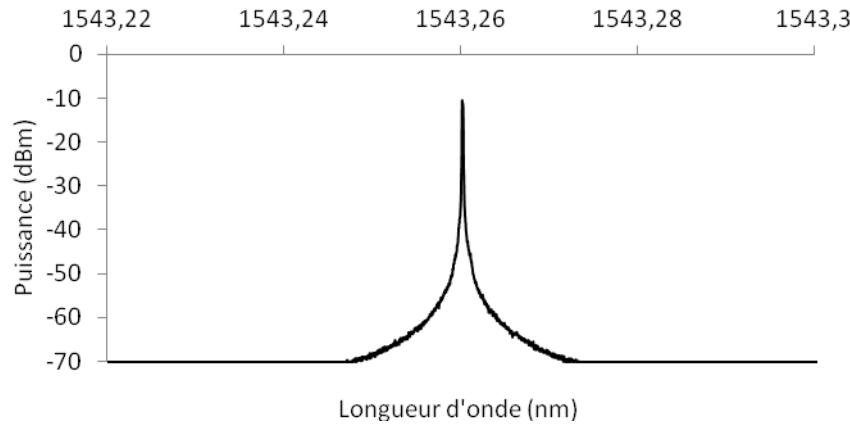


Figure 71. Spectre d'émission du laser aléatoire à fibre dopée Er/Yb.

La figure 71 montre le spectre d'émission du laser à une puissance de pompe de 105 mW à l'aide de l'analyseur de spectre Apex pour une résolution de 0.16 pm. Contrairement aux lasers aléatoires présentés aux chapitres 3 et 6, ce laser possède un spectre d'émission stable et demeure monomode sur une large plage de puissances de pompe. Ceci est possiblement aussi dû au fait que les conditions d'amplification sont d'abord limitées sur une courte longueur de par l'absorption élevée de la fibre, favorisant un seul mode d'émission. Il est à noter que de façon analogue à un laser DFB conventionnel, la suppression des modes latéraux est complète.

Aussi, contrairement au laser aléatoire présenté au chapitre 5, ce laser aléatoire opère en mode continu, quoique des périodes de transitions pulsées similaires peuvent être observées. Divers

techniques pourraient être implémentés pour s'assurer d'une opération continue plus robuste [138-141]. Ces résultats démontrent que les lasers aléatoires à fibre peuvent effectivement avoir un comportement analogue aux lasers DFB conventionnels, ouvrant la porte à une caractérisation plus approfondie de ces lasers. La caractérisation de la largeur de raie à l'aide d'une technique appropriée (« self-hétérodyne ») sera nécessaire pour déterminer celle-ci qui ne peut probablement pas être résolue à l'aide de l'analyseur de spectre Apex (ici mesurée à X pm à 3 dB).

### 7.1.4 Photosensibilité avec laser 224 nm

La source UV de 213 nm n'est pas la seule dont la photosensibilité fut étudiée durant cette thèse. L'usage d'une source de 224 nm de Xiton Photonics fut aussi caractérisé et publié dans un proceeding du SPIE [142]. L'émission à 224 nm est obtenue à partir de la génération de la sixième harmonique d'un laser solide de 1344 nm. Il s'agit la première caractérisation de la photosensibilité des fibres sous cette longueur d'onde. Cette source possède les mêmes avantages que la source de 213 nm (facilité d'utilisation, entretien minimal, haute efficacité et faisceau de haute qualité), mais avec l'avantage d'offrir une puissance maximale de 300 mW (comparativement aux 100 mW du prototype de laser 213 nm disponible à l'époque). Le laser produit des impulsions de 7 ns et de 30 µJ à une fréquence variant entre 0.1 et 30 kHz.

Le même montage de fabrication de réseaux de Bragg utilisé pour caractériser la photosensibilité est identique à celui présenté au chapitre 4 pour le laser de 213 nm. Les mêmes fibres optiques ont aussi été utilisées pour fins de comparaisons. La figure 72 montre une comparaison de l'évolution temporelle de la modulation d'indice d'une fibre photosensible dopée B/Ge sous l'exposition des lasers 213 et 224 nm et sur 3 mm. La modulation d'indice maximale obtenue sous 224 nm est de  $7.8 \times 10^{-4}$  et le changement d'indice total de  $1.4 \times 10^{-3}$ . En comparaison, la modulation d'indice maximale obtenue sous 213 nm était de  $1.1 \times 10^{-3}$  et le changement d'indice total de  $1.2 \times 10^{-3}$ .

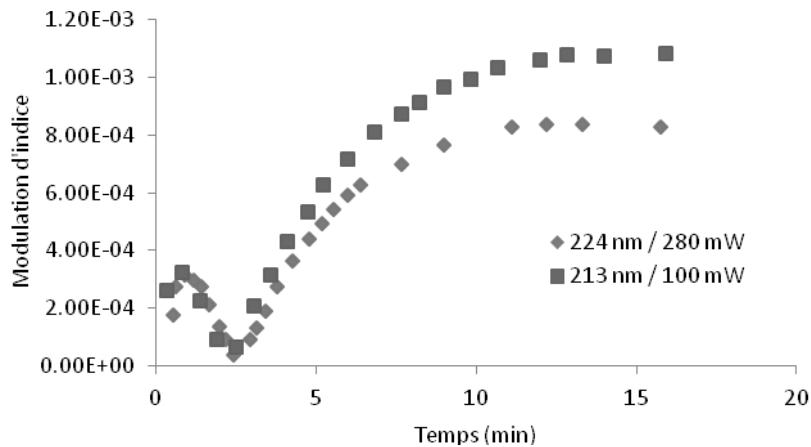


Figure 72. Modulation d'indice induite en fonction du temps pour une fibre photosensible dopée B/Ge.

Les valeurs obtenues sont donc comparables, la différence dans la modulation d'indice maximale venant du fait que le même masque de phase optimisé pour une longueur d'onde de 209 nm est utilisé dans les deux cas, entraînant une plus grande proportion de la puissance dans l'ordre 0 et dans les ordres supérieurs. Dans les deux cas, le temps dans lequel un réseau de type IIA se forme est le même. Malgré que la puissance du laser de 224 nm soit 3 fois plus élevée, il semble que la photosensibilité soit aussi inférieure d'un facteur 3 dans le cas des fibres photosensibles dopées B/Ge.

La photosensibilité des fibres optiques standards de type SMF28 fut aussi caractérisée. La figure 73 montre une comparaison de l'évolution temporelle de la modulation d'indice d'une fibre SMF28 sous l'exposition des lasers 213 et 224 nm pour une longueur de réseau de 3 mm. Contrairement au cas de la fibre photosensible, la croissance de la modulation d'indice est significativement plus rapide sous l'exposition du laser de 213 nm. La modulation d'indice maximale obtenue sous 224 nm est de  $1.4 \times 10^{-4}$  et le changement d'indice total de  $5.4 \times 10^{-4}$ . En comparaison, la modulation d'indice maximale obtenue sous 213 nm était de  $4.8 \times 10^{-4}$  et le changement d'indice total de  $1.1 \times 10^{-3}$ .

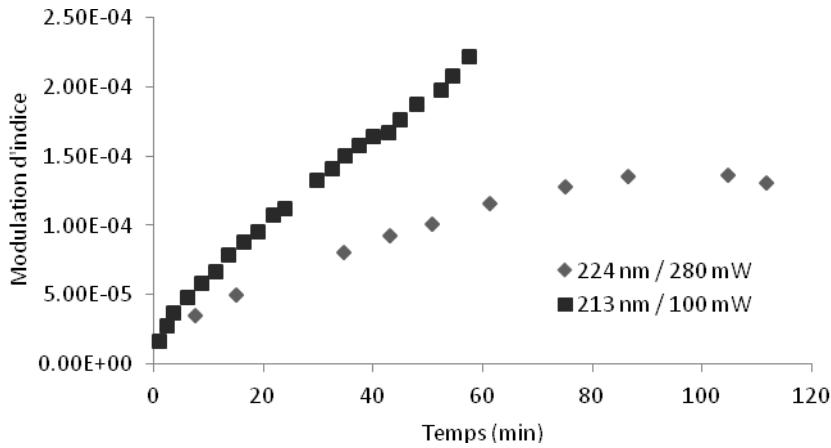


Figure 73. Modulation d'indice induite en fonction du temps pour une fibre SMF28.

La modulation d'indice maximale est plus rapidement atteinte avec le laser de 224 nm, pointant à un mécanisme de photosensibilité différent dans le cas du laser de 213 nm permettant d'obtenir des valeurs absolues plus élevées. L'observation de la fluorescence lors de l'exposition de la fibre au laser UV pointe dans cette direction. En effet après une exposition d'environ 30 minutes au laser de 213 nm, la fluorescence passe du bleuté typique à une fluorescence rose. Les centres Ge(2) du verre ont un pic d'absorption situé à 213 nm, il est spéculé que des centres de couleurs qualifié de « non-bridging oxygen hole centers » (NBOHC) sont créés lors de l'absorption. La photoluminescence des NBOHC est centrée à 650 nm, expliquant l'émission rose (facilement distinguable de l'émission rouge apparaissant communément lors de l'écriture des réseaux de Bragg).

Afin d'analyser et de comparer la photosensibilité des fibres sous l'exposition aux lasers 213 nm et 224 nm, la valeur de la croissance de la modulation d'indice est tracée en fonction de la puissance moyenne sur un graphique à échelle logarithmique (figure 74). Tel que mentionné au chapitre 4, la modulation d'indice étant proportionnel à  $I^b t$ , où  $I$  est la puissance UV et  $t$  le temps d'exposition,  $b$  est déterminé à partir de la pente du graphique de la figure 74. La valeur de  $b$  nous renseigne sur le processus de photosensibilité. Une valeur près de 1 est associée à une absorption à un photon tandis qu'une valeur près de 2 est associée à une absorption à deux photons. La valeur des pentes pour les lasers de 213 nm et de 224 nm sont respectivement de 2.4 et 1.8 dans le cas de la fibre photosensible, indiquant que la modulation d'indice est dominée par l'absorption à deux photons. Dans le cas de la fibre SMF28, les pentes associées aux lasers de

213 nm et de 224 nm sont respectivement de 0.9 et 1.1. La photosensibilité est donc dominée par l'absorption à un photon.

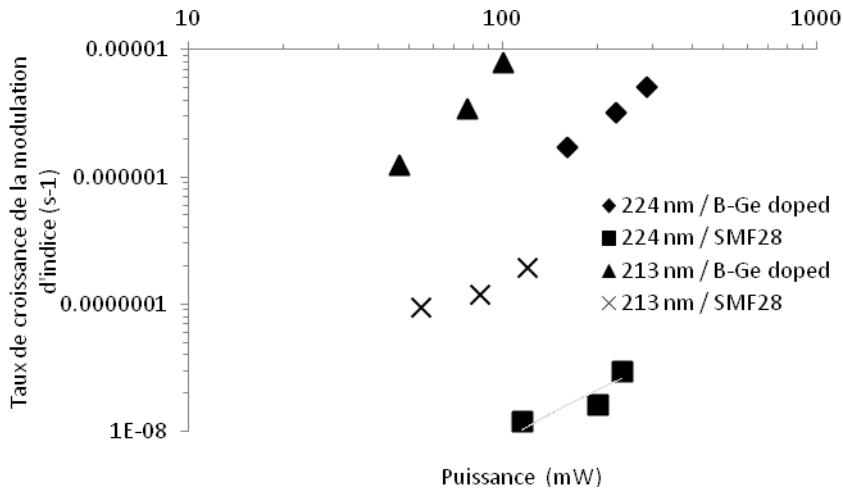


Figure 74. Croissance initiale de la modulation d'indice en fonction de la puissance.

Le choix de laser indiqué pour la fabrication des réseaux de Bragg est donc dépendant du type de fibre optique utilisé. Dans le cas d'une fibre photosensible, malgré que la photosensibilité soit légèrement inférieure, le recours au laser de 224 nm peut être avantageux. En effet, la longueur d'onde de 224 nm est beaucoup moins agressive sur les composants optiques comme le démontre la faible variation d'indice induite dans la fibre SMF28. Ceci permet donc de maintenir une qualité de faisceau plus élevée lors de longues écritures à puissance élevée de réseaux de Bragg. À l'opposé, dans le cas des fibres non-photosensibles, le laser de 213 nm permet d'obtenir des modulations d'indice élevée et impossible à obtenir avec le laser de 224 nm. À noter que cette forte tendance à dégrader les composantes optiques empêcha du montage de modulateurs électro-optiques en combinaison avec le laser de 213 nm. L'utilisation du laser de 224 nm serait à envisager.

## 7.2 Analyse du processus d'écriture de réseaux de Bragg ultra-longs

Cette section présente une analyse des sources d'erreurs pouvant affecter la qualité des réseaux de Bragg ultra-longs fabriqués avec la station de 1 mètre. La qualité des réseaux peut dégrader suite à des petites variations de la période, de la modulation d'indice ou de la phase du réseau. La principale source d'erreurs est a priori le désalignement de la fibre optique par rapport à son axe

de déplacement. Celle-ci est en théorie compensée par le déplacement fin de l'interféromètre pendant le processus d'écriture de façon à ce que le croisement des faisceaux UV demeure aligné avec le cœur de la fibre. Cette approche peut elle-même être une source d'erreurs potentiellement significative et il est alors approprié de quantifier le bénéfice potentiel. Cette question fut soulevée dans l'article présenté au chapitre 3, mais une analyse plus détaillée est ici présentée.

### 7.2.1 Effet de la déformation mécanique

Tel qu'illustré à la figure 41 qui montre la déviation de la fibre sous 200g de tension par rapport à l'axe X de la station de 1 mètre, la fibre est déformée sous l'action de son propre poids selon l'axe Z et de par la position des supports de graphite qui la soutiennent selon l'axe Y. Cette déviation d'environ 10  $\mu\text{m}$  autour de l'axe X fut obtenue après un alignement minutieux des supports de graphite (la déviation initiale étant plutôt de l'ordre de 80  $\mu\text{m}$ ). Ces supports pouvant seulement être positionnés de façon manuelle, il est très difficile d'obtenir un meilleur alignement.

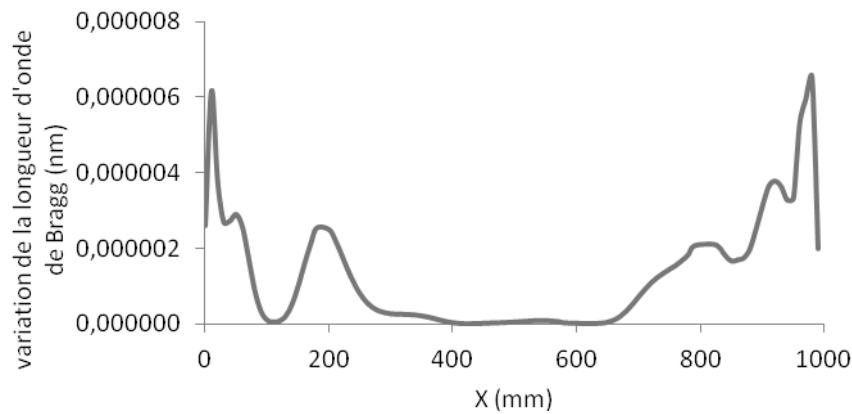


Figure 75. Variation de la longueur d'onde de Bragg due à l'inclinaison de la fibre selon l'axe Z.

L'inclinaison de la fibre entraîne une légère variation à la hausse de la longueur d'onde de Bragg pour de petits angles tel que :

$$\lambda'_B = \frac{\lambda_B}{\cos \theta} \quad (87)$$

La figure 75 montre la variation de la longueur d'onde de Bragg associée au positionnement de la fibre de la fibre 41.

La largeur de bande d'un réseau de 1 mètre « faible » où  $(\kappa_{ac}L)^2/\langle\pi^2\rangle$  étant d'environ 1.7 pm, ces petites variations de la longueur d'onde de Bragg peuvent être considérées comme négligeables par rapport à celle-ci (facteur 200).

### 7.2.2 Effet de la déviation de la fibre par rapport aux faisceaux

Dans le contexte où l'interféromètre est fixe, la position relative de la fibre par rapport aux faisceaux UV est variable. Ceci peut entraîner une variation de l'indice induit et donc de la longueur d'onde réflexion maximale selon l'équation (20) :

$$\lambda_{\max} = \lambda_B \left( 1 + \frac{\eta \Delta n}{n} \right) \quad (88)$$

Dans une fibre photosensible à haute teneur en germanium, le changement d'indice induit est fonction du carré de l'intensité reçue. Il est donc possible d'approximer l'effet du désalignement par rapport aux faisceaux UV en fonction des dimensions des faisceaux gaussiens.

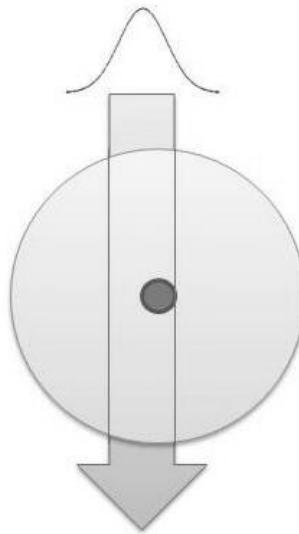


Figure 76. Illustration de l'impact de la déviation du faisceau selon l'axe Y.

Pour le cas d'une déviation selon l'axe Y, la taille du faisceau gaussien affectera l'intensité reçue dans le cœur de la fibre tel que le montre le schéma de la figure 76 où l'effet de lentille de la surface de la fibre est négligé. L'intensité reçue dans le cœur de la fibre peut être approximée comme étant :

$$\frac{I}{I_0} = e^{\frac{-4\ln(2)\Delta y^2}{FWHM^2}}$$

(89)

où  $\Delta y$  est la déviation selon l'axe Y et  $FWHM$  est la taille du faisceau gaussien à mi-hauteur. La figure 77 montre l'impact de cette déviation sur la longueur d'onde maximale pour des modulations d'indices de  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$ .

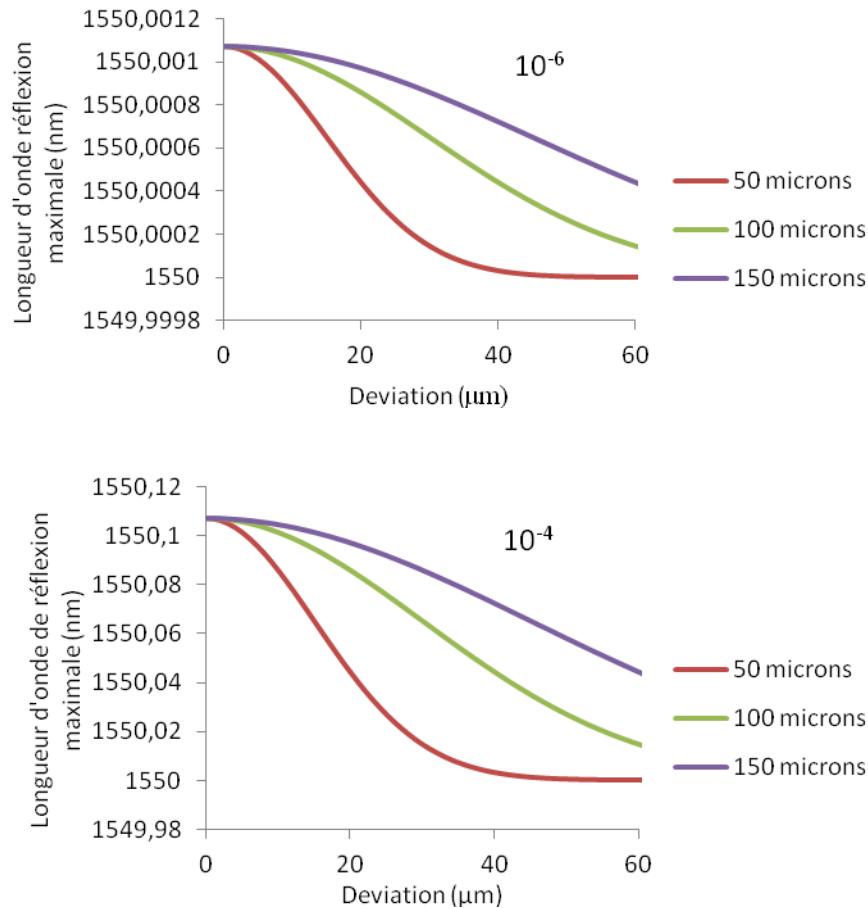


Figure 77. Longueur d'onde de réflexion maximale en fonction de la déviation de la fibre selon l'axe Y pour des modulations d'indice de  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$ . La légende note la taille du faisceau gaussien à mi-hauteur.

L'impact de la déviation de la fibre selon l'axe Y est donc significatif. Il devient alors difficile d'éviter un certain chirp. Augmenter la taille du faisceau atténue l'effet de cette déviation, mais limite fortement la variation d'indice maximale pouvant être obtenue.

Dans le cas d'une déviation de la fibre selon l'axe Z, l'effet sur la longueur d'onde maximale du spectre du réseau est moins intuitif. Tel que le montre la figure 78, selon une coupe transversale, le croisement des faisceaux (que l'on approxime ici comme étant un créneau) forme un losange où l'interférence se produit. En s'éloignant d'une distance  $\Delta z$  de la position d'interférence complète, la puissance reçue demeure la même, mais étant donné que le changement d'indice est fonction du carré de l'intensité reçue, une dérive de la longueur d'onde réflexion maximale ainsi qu'une apodisation du réseau se produisent.

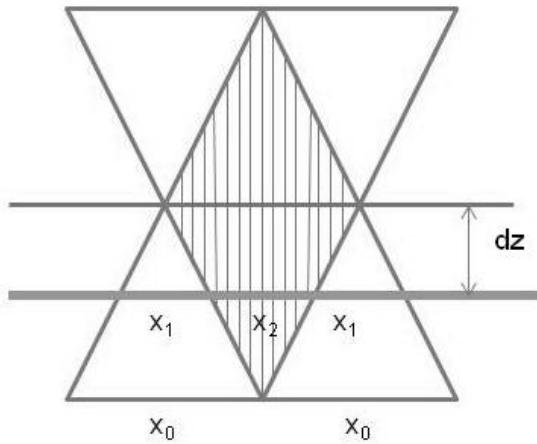


Figure 78. Illustration de l'impact de la déviation de la fibre selon l'axe Z.

On peut approximer le changement d'indice comme étant proportionnel à  $x_1^2/2 + x_2^2$  où :

$$x_1 = 2\Delta z \tan \theta \quad (90)$$

$$x_2 = (d \sin \theta - \Delta z) \tan \theta \quad (91)$$

$$x_0 = \frac{d}{\cos \theta} \quad (92)$$

où  $d$  est le diamètre du faisceau et  $\theta$  l'angle du faisceau par rapport à la normale. On peut alors approximer la variation de la longueur d'onde de réflexion maximale en fonction de la déviation selon l'axe Z tel qu'illustiqué à la figure 79 pour différentes tailles de faisceaux.

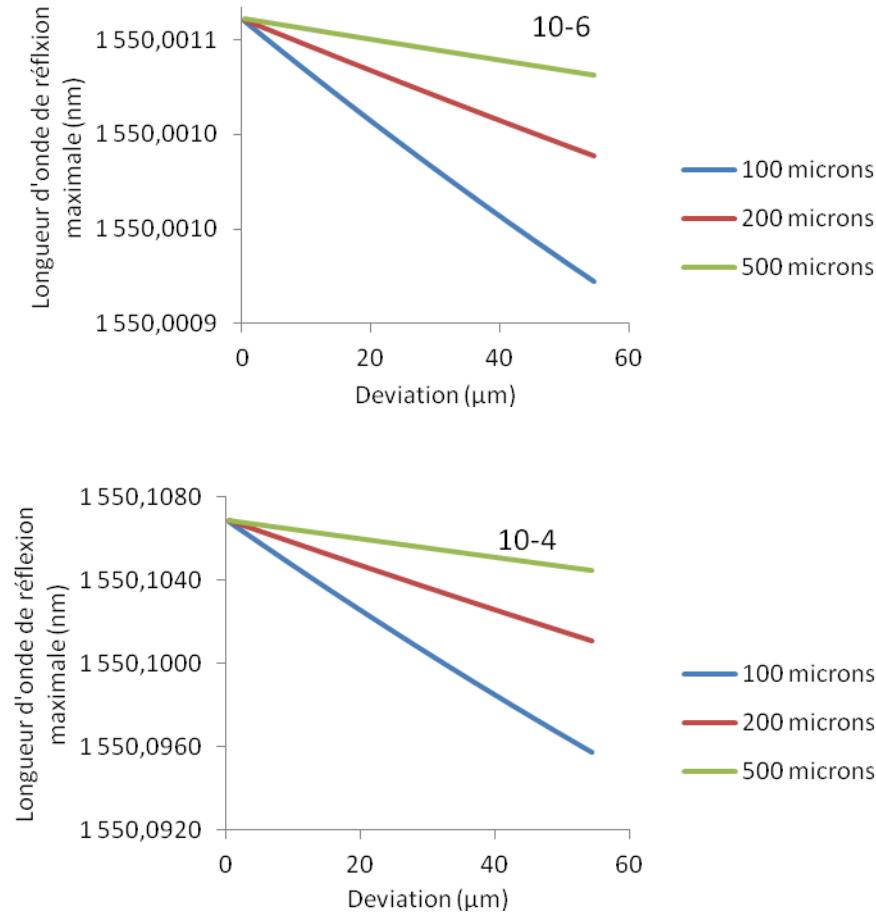


Figure 79. Longueur d'onde de réflexion maximale en fonction de la déviation de la fibre selon l'axe Z pour des modulations d'indice de  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$ . La légende note la taille du faisceau.

L'effet de la déviation selon l'axe Z a donc aussi un impact significatif sur la qualité du réseau de Bragg, quoique moins important que la déviation selon l'axe Y. Tel que mentionné précédemment, l'interféromètre se basant sur l'utilisation d'un piézo permet seulement de corriger la déviation de la fibre selon l'axe Y, contrairement à l'interféromètre basé sur l'utilisation de modulateurs électro-optiques.

### 7.2.3 Effet du déplacement de l'interféromètre lors de l'écriture du réseau

Les variations de la longueur d'onde de réflexion maximale décrites à la section précédente peuvent être réduites par le déplacement de l'interféromètre lors de l'écriture des réseaux de Bragg. Un interféromètre étant très sensible à la moindre variation de paramètre, il est impératif

de quantifier les erreurs dans la structure du réseau pouvant être induites par ce procédé (potentiellement encore plus importantes).

Lorsque le système corrige la déviation selon l'axe Y de la fibre, le faisceau se déplace à travers le masque de phase parallèlement à l'axe du masque. Tel que le montre la figure 80, une légère inclinaison du masque de phase par rapport à l'axe Y selon un angle  $\theta$  entraîne un certain balayage du faisceau perpendiculairement à l'axe du masque. Le faisceau se déplacera alors à travers quelques périodes du masque de phase, faisant dériver la phase à mesure que l'interféromètre se déplace.

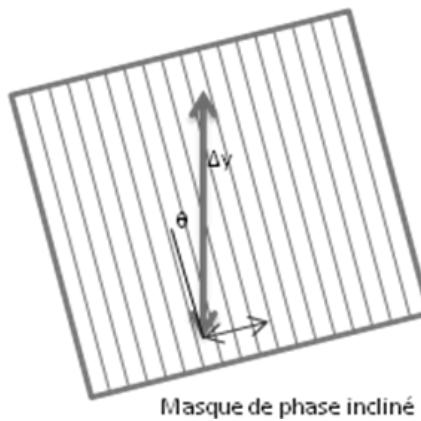


Figure 80. Illustration de l'effet d'un masque de phase incliné (représenté par la grille).

On peut calculer le nombre de périodes dont la phase aura dérivé pour un certain déplacement  $\Delta y$  avec :

$$M = \frac{\Delta y}{\Lambda} \sin \theta \quad (93)$$

où  $\theta$  est l'angle que fait le masque de phase par rapport à l'axe Y et  $\Lambda$  la période du masque de phase. Il existe une technique de fabrication analogue à la présente situation où l'on déplace légèrement la fibre ou le masque à l'aide d'un piezo électrique lors de l'écriture de réseaux de Bragg [143]. Selon cette technique, on peut induire un changement de longueur d'onde de Bragg  $\Delta \lambda$  du réseau en déplaçant la fibre ou le masque selon une vitesse  $v_f$  par rapport à la vitesse de balayage du faisceau  $v_{sc}$  selon :

$$\Delta \lambda = \lambda_0 \frac{v_f}{v_{sc}} \quad (94)$$

Dans la situation présente, cette équation devient :

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{v_y \sin(\theta)}{v_f} = \lambda_0 \frac{\Delta y \sin \theta}{\Delta x} \quad (95)$$

où et  $\Delta x$  est le déplacement de la fibre selon X. La figure 81 montre la variation de la longueur d'onde de Bragg tout au long du réseau de Bragg pour différentes inclinaisons du masque et pour la position de la fibre de la figure 74. Un angle de  $1^\circ$  a donc un impact significatif sur la qualité du réseau, induisant un chirp d'environ 1.5 pm (en négligeant la variation de la fin du réseau), ce qui est très proche de la largeur de bande du réseau et donc inacceptable. Des angles de  $0.1^\circ$  et  $0.01^\circ$  quant à eux induiront des chirps d'environ 0.15 pm et 0.015 pm respectivement, des valeurs plus négligeables.

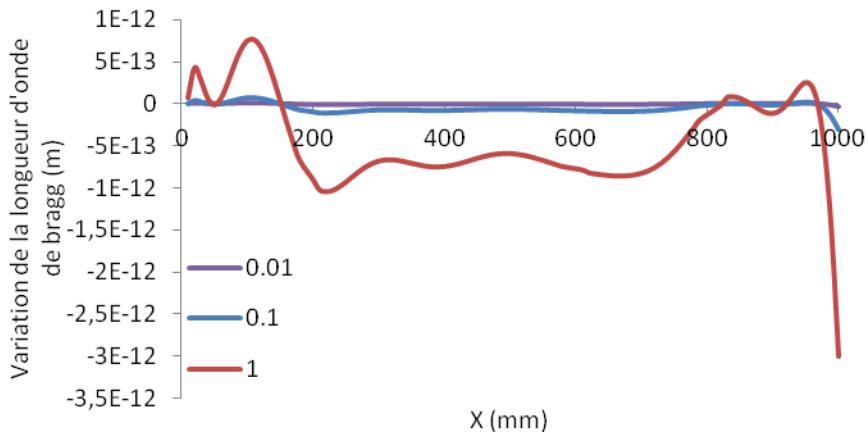


Figure 81. Variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la position selon l'axe X et de l'inclinaison du masque de phase. La légende note l'angle d'inclinaison du masque de phase.

L'alignement d'une telle précision du masque de phase peut a priori sembler particulièrement difficile étant donné que le montage est dans une configuration verticale où il est impossible d'utiliser la table comme référence de plan horizontale comme il serait d'usage dans un montage d'interféromètre Talbot conventionnel. De plus, la monture du masque de phase ne possède aucun actuateur permettant un ajustement fin. Heureusement, il est possible d'utiliser la fibre optique elle-même comme référence. En effet, le masque de phase ne concentre pas toute la puissance UV selon les ordres de diffraction +1 et -1. Une faible portion de la puissance est

dirigée dans l'ordre 0 et dans les ordres supérieurs +3, +2, -2 et -3. Il est possible d'aligner le masque de phase parallèlement à la fibre en faisant coïncider les ordres 0 et +3 dans le cœur de la fibre. La distance entre l'ordre 0 et l'ordre +3 est d'environ 40 cm et en se donnant une précision d'environ 60 microns (le rayon de la fibre), il est possible d'approximer une précision angulaire d'environ 0.01 degrés. La variation de la longueur d'onde de Bragg due au déplacement de l'interféromètre selon l'axe Y est alors négligeable.

La rétroaction selon pour compenser la déviation selon l'axe Z (seulement possible dans le cas de l'interféromètre à modulateurs de phase) peut aussi amener une dérive de la phase comme dans le cas précédent. Celle-ci apparaîtra lorsque le faisceau incident n'est pas perpendiculaire au masque de phase (lui-même parallèle à l'axe X) tel que le montre la figure 82.

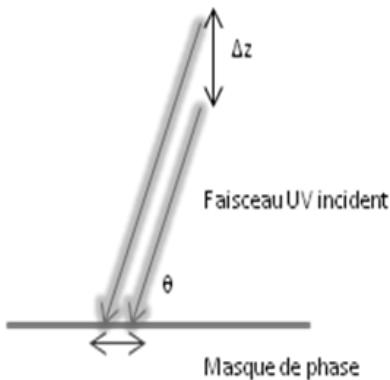


Figure 82. Illustration de l'impact de l'inclinaison du faisceau UV par rapport au masque de phase.

Le calcul de la dérive de la longueur d'onde Bragg est alors analogue à la situation décrite précédemment :

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{v_z \tan\theta}{v_f} = \lambda_0 \frac{\Delta z \tan\theta}{\Delta x} \quad (96)$$

La figure 83 montre la variation de la longueur d'onde de Bragg tout au long du réseau de Bragg pour différentes inclinaisons du masque et pour la position de la fibre de la figure 41. La tolérance sur le désalignement de l'angle du faisceau est similaire à la situation précédente. Une inclinaison de 1° a un impact significatif, induisant un chirp d'environ 5 pm, déplaçant alors la longueur d'onde de Bragg potentiellement hors de sa largeur de bande théorique (1.6 pm dans le

cas d'un réseau « faible »). Des inclinaisons de  $0.1^\circ$  et  $0.01^\circ$  quant à eux induiront des chirps d'environ  $0.5 \text{ pm}$  et  $0.05 \text{ pm}$  respectivement.

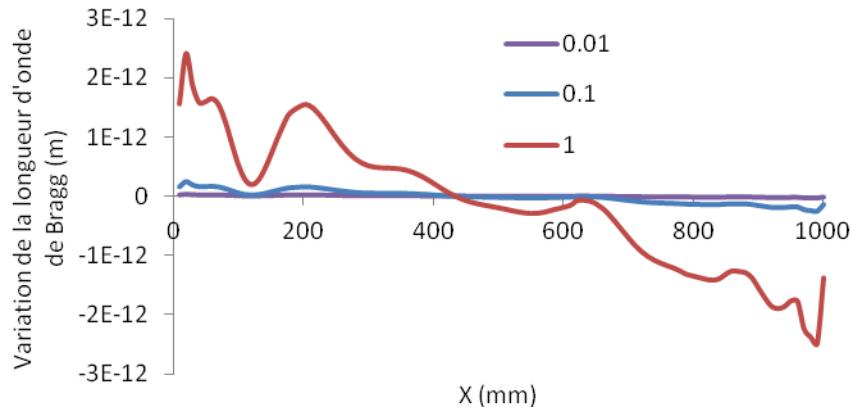


Figure 83. Variation de la longueur d'onde de Bragg en fonction de la position selon l'axe X et de l'inclinaison du faisceau par rapport au masque de phase. La légende note l'angle du faisceau par rapport à la normale.

L'alignement du faisceau selon une telle précision peut encore une fois sembler ardu dans une configuration verticale. Pour réaliser l'alignement dans ces conditions, il faut recourir à un niveau à bulle afin de positionner la monture du masque de phase de l'interféromètre parallèlement à la table. Il est alors possible d'utiliser la rétro-réflexion d'une lame de verre placée sur la monture du masque de phase afin d'aligner l'orientation du faisceau UV incident. Il est possible d'aisément vérifier que le faisceau revient sur sa trajectoire initiale sur une longue distance. La partie critique de l'alignement est alors le positionnement de la monture du masque de phase avec le niveau à bulle.

#### 7.2.4 Autres sources d'erreurs

D'autres sources d'erreurs n'étant pas directement liées à l'alignement optique du système peuvent affecter la qualité du réseau.

Les lasers utilisés pour écrire le réseau dans la fibre n'ont pas toujours une puissance tout à fait stable. Le changement d'indice étant généralement proportionnel au carré de la puissance incidente, cette variation de puissance peut aussi affecter l'uniformité du réseau. Dans le cas de la source de  $266 \text{ nm}$ , étant donné que la génération de la 4<sup>e</sup> harmonique est réalisée hors du module

laser, aucun mécanisme ne contrôle la température du cristal doubleur de BBO. La puissance a alors tendance à diminuer et le cristal requiert plusieurs réalignements avant que la puissance soit moindrement stable. L'écriture d'un réseau long pouvant parfois nécessiter plusieurs heures, il est possible qu'une puissance apparemment stable lors de l'initialisation de l'écriture puisse lentement dériver. Afin de palier ce problème, la puissance UV est échantillonnée et stabilisée à l'aide d'une lame demi-onde et d'un cube polariseur. Il est alors possible de maintenir la variation de la puissance UV dans un intervalle limité d'environ 2 mW. L'impact sur la variation de la longueur d'onde réflexion maximale est alors généralement négligeable.

La source de 213 nm est quant à elle stabilisée en température et est beaucoup plus stable que la source de 266 nm. La longueur d'onde de 213 nm étant plus « agressive », elle peut plus facilement endommager les différentes pièces d'optique du montage. Le faisceau peut alors avoir tendance à significativement se dégrader, diminuant significativement la modulation d'indice pouvant être obtenu. Pouvant être opéré jusqu'à environ 250 mW, il est préférable de maintenir la puissance sous les 50 mW pendant l'écriture afin de minimiser la dégradation du faisceau. Celle-ci est tout de même inévitable à long terme et requiert une rotation périodique des pièces d'optique. Les lentilles de collimation sont particulièrement sensibles à ces dégradations. L'utilisation de lentilles de CaF<sub>2</sub>, supportant mieux les basses longueurs d'onde que la silice, est alors nécessaire.

La tension sous laquelle la fibre est maintenue peut aussi varier lors de l'écriture. Ceci peut être dû à un glissement de la fibre sous la gaine de polymère de par une tension trop élevée ou à glissement de la gaine de polymère à travers les montures maintenant la fibre. Ces deux phénomènes ont été observés et ont généralement un effet dramatique sur le spectre du réseau. La tension usuelle utilisée dans la fabrication des réseaux est de 200g et celle-ci entraîne une variation de la longueur d'onde de Bragg d'environ 3 nm. Les réseaux de Bragg étant communément utilisé comme capteur de tension de haute sensibilité, il va de soi que celle-ci ait un impact significatif sur la qualité du réseau.

L'usage de solvants pour enlever les gaines de plastique de certaines fibres entraîne parfois un affaiblissement de la gaine de polymère aux extrémités de la fibre, entraînant une légère perte de tension pendant l'écriture. Il est alors très important de limiter les résidus de solvants aux extrémités de la fibre. Les montures de fibre optique située aux extrémités du montage ont aussi

tendance à relâcher de la tension dans la fibre optique après plus d'un an d'utilisation. Ceci pourrait être dû à des résidus chimiques ou à une démagnétisation. L'usage d'élastique renforçant le maintien de la fibre sous tension a permis de contourner le problème en attente d'un remplacement.

L'effet de la variation de la température peut aussi influencer fortement la longueur d'onde de Bragg du réseau. Celle-ci peut difficilement être contrôlée autrement qu'en laissant l'enceinte contenant le montage de fabrication atteindre l'équilibre thermique après y avoir placé la fibre optique. Typiquement, l'enceinte fut fermée pour au moins 30 minutes après y avoir placé la fibre. Le filtre permettant d'obtenir des conditions de salle grise dans l'enceinte doit aussi être désactivé. Dans ces conditions, la variation de température est suffisamment minimisée de façon à ce que son effet ne soit pas significatif dans le spectre du réseau. Il est alors avantageux de privilégier un temps d'écriture limité, ce que permet seulement le montage avec modulateurs électro-optiques. Les meilleurs spectres de réseaux ont d'ailleurs été obtenus lors d'écritures rapides (~2 à 20 minutes).

## CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

### **Contributions**

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse portaient sur le développement d'une nouvelle méthode de fabrication de réseaux de Bragg ultra-long ainsi que leurs applications dans le domaine des lasers à fibre. Les objectifs, énoncés à l'introduction visaient spécifiquement à :

- Développer une technique de fabrication permettant d'obtenir des réseaux de Bragg ultra-longs uniformes ou complexes de haute qualité.
- Utiliser cette capacité pour développer de nouveaux lasers à fibre aléatoires et DFB.

Cette thèse a d'abord répondu avec succès au premier objectif. Celui-ci fût particulièrement difficile à réaliser et critique au succès de cette thèse. En effet, cet objectif remonte d'abord aux travaux de maîtrise précurseurs à ceux présentés ici. Malgré que le principe de l'interféromètre basé sur les modulateurs électro-optiques fût relativement bien démontré à l'époque, la qualité des réseaux de Bragg pouvant être obtenus était très limitée. Il était en effet impossible d'obtenir un réseau de Bragg dont le spectre s'approchait de la théorie pour une longueur supérieure à quelques millimètres seulement. Ceci était à l'époque attribué à la piètre stabilité du déplacement de la fibre qui était enroulée autour d'un moteur rotatif à partir d'une monture fixe tenant la fibre en place par rapport à l'interféromètre. L'implémentation d'un nouveau montage de fabrication utilisant un monteur de translation linéaire de haute précision tel que suggéré à la conclusion du mémoire contribua à l'obtention de réseaux ultra-longs de haute qualité. Néanmoins, ce seul ajout n'était pas suffisant pour significativement augmenter la longueur maximale de réseaux de Bragg fidèles au spectre théorique pouvant être obtenu. Les légères variations de quelques dizaines de microns de la position du cœur de la fibre par rapport à l'interféromètre limitaient également la qualité des réseaux. Ce problème fut corrigé en utilisant le système de cartographie de la fibre initialement implémenté pour la fabrication de réseaux de Bragg point par point par laser femtoseconde. Ce système permit de déplacer l'interféromètre lors de l'écriture de façon à ce que le croisement des faisceaux demeure aligné au cœur de la fibre tout au long du processus d'écriture. Ceci amena son propre lot de problèmes potentiels qui furent quantifiés et suffisamment minimisés lors de l'écriture de façon à pouvoir obtenir de façon consistante les premiers réseaux de Bragg ultra-longs uniformes de haute qualité à l'aide de l'interféromètre basé

sur l'utilisation de modulateurs électro-optiques. Des réseaux de Bragg ayant une largeur de bande de 2.5 pm tel que prédit par la théorie ont pu être réalisés. L'obtention des réseaux de Bragg de profils complexes fut aussi démontrée, mais l'observation d'une apodisation « naturelle » due à la taille du faisceau limita le chirp maximal pouvant être obtenu et rendit l'obtention de réseaux chirpés dont le spectre correspond au spectre théorique plus difficile. Ces travaux sur la fabrication des réseaux de Bragg menèrent à la publication d'un article traitant des méthodes de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs dans *Optics Express* ainsi que d'un autre article dans *Optics Communications* sur l'utilisation de nouvelles sources lasers de haute photosensibilité dans le cadre de la fabrication des réseaux de Bragg.

Le deuxième objectif de cette thèse d'utiliser cette capacité pour développer de nouveaux lasers à fibre fut aussi réalisé avec succès. Une première application des réseaux de Bragg ultra-longs fut rapidement démontrée au début de cette thèse avec la publication d'un article dans *Optics Express* démontrant pour la première fois la réalisation d'un laser aléatoire à fibre à rétroaction cohérente dans un réseau de Bragg ayants des sauts de phase aléatoires. Ce laser fut réalisé à l'aide du montage de fabrication développé au courant de la maîtrise et fut par la suite aussi répliqué à partir du montage FABULAS qui permit d'avoir un contrôle actif sur l'insertion des sauts de phase dans la structure des réseaux de Bragg ultra-longs. Ceci mena à la première réalisation expérimentale d'un laser aléatoire à effet Raman basé sur une rétroaction cohérente. Il fut démontré que ce laser se distinguait significativement des autres lasers aléatoires à fibre à effet Raman précédemment publiés et avait des propriétés plus proches des lasers à fibre à effet Raman DFB. Ces résultats furent publiés dans un article paru dans *Optics Letters* en 2014. Plus récemment, tel que spéculé au début de cette thèse, un laser aléatoire à fibre basé sur fibre de gain à l'erbium et à l'ytterbium fut démontré comme ayant des propriétés effectivement analogues à celles d'un laser DFB. L'émission de ce laser aléatoire fut pour la première fois caractérisée comme étant mono-fréquence.

La réalisation de lasers à fibre DFB basé sur le gain Raman, une des applications visées initialement au début du projet, n'est toujours pas complétée, malgré quelques tentatives. Ces lasers nécessitant une qualité de réseau exceptionnelle, le recours au montage se basant sur l'utilisation de modulateurs électro-optiques plutôt que sur l'utilisation d'un piézo est nécessaire. L'utilisation de ce montage fait appel au laser de 266 nm, dont la photosensibilité est généralement faible dans la plupart des fibres et qui nécessite donc le recours à des fibres

hydrogénées. Les seules fibres optiques hydrogénées disponibles à ce moment ayant été de type SMF28, il est spéculé que le gain Raman des réseaux DFB fabriqués était alors trop faible pour atteindre le seuil laser. Le réacteur à hydrogène permettant d'hydrogénier les fibres optiques ayant récemment été mis en fonction, la réalisation des premiers lasers à fibre DFB à effet Raman sera prochainement possible grâce à l'accès à des fibres hydrogénées de haute ouverture numérique. Un laser à fibre DFB à effet Brillouin est présentement en construction, nécessitant un gain beaucoup plus faible que l'équivalent Raman, et donc théoriquement accessible avec les réseaux précédemment fabriqués.

Ces dernières réalisations ne sont qu'un aperçu des capacités offertes par le montage de fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs qui est pour le moment unique dans le monde. Divers applications de recherche pourront être poursuivies dans le futur. En particulier, des travaux sont présentement en cours avec comme but de concevoir des cavités optiques à large bande à l'aide de paires de réseaux de Bragg chirpés. Des résultats préliminaires ont déjà été publiés dans *Optics Express* [131]. D'autres possibles applications futures incluent, la propagation de soliton à l'intérieur de la bande du réseau ultra long (« in-gap solitons »), le traitement de signal avancé ainsi que le remodelage d'impulsions. De plus, il sera intéressant de caractériser la reproductibilité de la fabrication des lasers aléatoires dans un contexte où il serait possible d'obtenir pour la première fois deux lasers aléatoires essentiellement identiques. Finalement, des efforts devraient être consacrés à la stabilisation temporelle des lasers aléatoires.

Divers modifications pourraient également être appliquées au montage de fabrication. En particulier, étant donné que la valeur maximale de chirp pouvant être obtenue est limitée par la taille du faisceau, il serait possible d'ajouter deux lentilles cylindriques près de la fibre qui permettraient de comprimer le faisceau selon l'axe pertinent. L'alignement d'un tel montage serait particulièrement critique, mais permettrait d'obtenir des chirps plus élevés en limitant l'apodisation naturellement encourue. Également, le montage n'a pas été initialement conçu de façon à faciliter l'alignement et celui-ci ayant été par la suite démontré comme étant hautement critique, diverses modifications telles que de remplacer les divers ajustements manuels par des montures micrométriques pourraient faciliter l'utilisation quotidienne du montage. L'interféromètre se basant sur l'utilisation de modulateurs électro-optiques ne fut utilisé qu'avec le laser de 266 nm, malgré les capacités étonnantes qu'offre le laser de 213 nm, par souci que celui-ci pourrait endommager l'optique des modulateurs. Il serait pertinent d'étudier la faisabilité

d'implémenter le laser de 213 nm avec l'utilisation des modulateurs électro-optiques de façon à maximiser à la fois la qualité et la photosensibilité des réseaux de Bragg.

En conclusion, les travaux effectués lors de cette thèse menèrent à de nombreuses contributions significatives autant dans le domaine de la fabrication des réseaux de Bragg que dans les applications en lasers à fibre. Ces contributions auront certainement un impact autant industriel qu'académique en permettant d'obtenir des composants optiques auparavant irréalisables.

## BIBLIOGRAPHIE

1. K. O. Hill , Y. Fujii, D. C. Johnson, and B.S. Kawasaki, *Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication.* Appl. Phys. Lett. , 1978. **32**: p. 647-649
2. J. Bures, S. Lacroix, and J. Lapierre, *Bragg reflector induced by photosensitivity in an optical fibre: model growth and frequency response.* Appl. Opt. , 1982. **21**: p. 3052.
3. K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, and J. Albert, *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask.* Appl. Phys. Lett. , 1993. **62**.
4. D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, and A.E. White, *Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element.* Electron. Lett., 1993. **29**: p. 566-568.
5. J. D. Prohaska, E. Snitzer, S. Rishton, and V. Boegli, *Magnification of mask fabricated fibre Bragg gratings.* Electron Lett. , 1993. **29**.
6. R. Kashyap, J. R. Armitage, R. J. Campbell, G.D. Maxwell, D. L. Williams, B. J. Ainslie, and C.A. Millar, *Light sensitive fibres and planar waveguides.* Br. Telecom. Technol. J., 1993. **11**: p. 150.
7. G. Meltz, W. W. Morey, and W.H. Glenn, *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method.* Opt. Lett. , 1989. **14**: p. 823-825.
8. Y. Liu, L. Dong, J. J. Pan, and C. Gu, *Strong phase-controlled fiber Bragg gratings for dispersion compensation.* Opt. Lett. , 2003. **28**: p. 786-788.
9. E. Choi, J. Na, S. Ryu, G. Mudhana, and B. Lee, *All-fiber variable optical delay line for applications in optical coherence tomography: feasibility study for a novel delay line.* Opt. Express 2005(13): p. 1334-1345.
10. M.D. Baiad, M Gagné, WJ Madore, E De Montigny, N Godbout, C Boudoux, and R. Kashyap, *Surface plasmon resonance sensor interrogation with a double-clad fiber coupler and cladding modes excited by a tilted fiber Bragg grating.* Opt. Lett., 2014. **38**: p. 24911-24918.
11. T. Hausken, *Incumbent sources resist fibre laser proliferation.* Optics & Laser Europe, 2008.
12. V.E. Saouma, D.Z. Anderson, K. Ostrander, B.L. and, and V. Slowik, *Application of fiber Bragg grating in local and remote infrastructure health monitoring.* Materials and Structures, 1998(31): p. 259-266.
13. J. Jung, Hui Nam, B. Lee, J. O. Byun, and N.S. Kim, *Fiber Bragg Grating Temperature Sensor with Controllable Sensitivity.* Appl. Opt. , 1999. **38**: p. 2752-2754.
14. M. Bernier, Y. Sheng, and R. Vallée, *Ultrabroadband fiber Bragg gratings written with a highly chirped phase mask and Infrared femtosecond pulses.* Opt. Express, 2009. **17**: p. 3285-3295.

15. R. Kashyap, H.-G. Froehlich, A. Swanton, and D. J. Armes, *1.3m long super-step-chirped fibre Bragg grating with a continuous delay of 13.5ns and bandwidth 10nm for broadband dispersion compensation*. Electron. Lett. , 1996. **32**: p. 1807-1808.
16. A. Asseh, H. Storøy, B. E. Sahlgren, S. Sandgren, and R.A.H. Stubbe, *A writing technique for long fiber Bragg gratings with complex reflectivity profiles*. J. Lightwave Technol., 1997. **15**: p. 1419-1423.
17. K.-C. Hsu, L.-G. Sheu, K.-P. Chuang, S.-H. Chang, and Y. Lai, *Fiber Bragg grating sequential UV-writing method with real-time interferometric side-diffraction position monitoring*. Opt. Express 2005. **13**: p. 3795-3801.
18. Y. Liu, J. J. Pan, C. Gu, and L. Dong, *Novel fiber Bragg grating fabrication method with high-precision phase control*. Opt. Eng. , 2004. **43**: p. 1916-1922.
19. I. Petermann, B. Sahlgren, S. Helmfrid, A. T. Friberg, and P.-Y. Fonjallaz, *Fabrication of advanced fiber Bragg gratings by use of sequential writing with a continuous-wave ultraviolet laser source*. Appl. Opt. , 2002. **41**(1051-1056): p. 1051.
20. K. M. Chung, L. Dong, C. Lu, and H.Y. Tam, *Novel fiber Bragg grating fabrication system for long gratings with independent apodization and with local phase and wavelength control*. Opt. Express 2011(19): p. 12664-12672.
21. M. Gagné and R. Kashyap, *Novel custom fiber Bragg grating fabrication technique based on push-pull phase shifting interferometry*. Opt. Express, 2008. **16**: p. 21550-21557.
22. M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas, and S. Barcelos, *Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique*. Electron. Lett., 1995. **31**: p. 1488-1490.
23. Y. Liu, L. Dong, J. J. Pan, and C. Gu, *Strong phase-controlled fiber Bragg gratings for dispersion compensation*. Opt. Lett. , 2003(28): p. 786-788.
24. B. J. Eggleton, R. E. Slusher, C. M. de Sterke, P. A. Krug, and J.E. Sipe, *Bragg grating solitons*. Phys. Rev. Lett., 1996. **16**: p. 1627-1630.
25. T. Komukai, K. Tamura, and M. Nakazawa, *An efficient 0.04-nm apodized fiber Bragg grating and its application to narrow-band spectral filtering*. IEEE Photon. Technol. Lett. , 1997: p. 934-936.
26. V. Perlin and H. Winful, *Distributed feedback fiber Raman laser*. IEEE J. Quantum Electron., 2001. **37**: p. 38-47.
27. P. Petropoulos, M. Ibsen, A. D. Ellis, and D.J. Richardson, *Rectangular pulse generation based on pulse reshaping using a superstructured fiber Bragg grating*. Journal of Lightwave Technology 2001. **9**: p. 746-752.
28. H. Shahoei and J.P. Yao, *Tunable microwave photonic phase shifter based on slow and fast light effects in a tilted fiber Bragg grating*. Opt. Express 2012. **20**: p. 140009-14014.
29. W. Hu, Z. L. Li, B. Y. Cheng, and D.Z. Zhang, *Localization of light for dissipative and disordered one-dimensional systems*. Phys. Rev. B, 1996. **54**: p. 11873-11875
30. Anderson, P.W., *Absence of diffusion in certain random lattices*. Phys. Rev. Lett., 1958. **109**: p. 1492-1505.

31. O. Shapira and B. Fischer, *Localization of light in a random-grating array in a single-mode fiber*. J. Opt. Soc. Am. B 2005. **22**: p. 2542-2552.
32. H. Cao, *Lasing in random media*. Waves in Random Media 2003. **13**: p. 1-39.
33. N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, and E. Sauvain, *Laser action in strongly scattering media*. Nature, 1994. **368**: p. 436-438.
34. S. K. Turitsyn, S. A. Babin, A. E. El-Taher, P. Harper, D. V. Churkin, S. I. Kablukov, J. D. Ania-Castañón, V. Karalekas, and E.V. Podivilov, *Random distributed feedback fibre laser*. Nat. Photonics 2010. **4**: p. 231-235.
35. S. Sugavanam, N. Tarasov, X. Shu, and D.V. Churkin, *Narrow-band generation in random distributed feedback fiber laser*. Opt. Express, 2013. **21**: p. 16466-16472
36. D. V. Churkin, S. A. Babin, A. E. El-Taher, P. Harper, S. I. Kablukov, V. Karalekas, J. D. Ania-Castanon, E. V. Podivilov, and S.K. Turitsyn, *Raman fiber lasers with a random distributed feedback based on Rayleigh scattering*. Phys. Rev. A 2010. **82**: p. 033828.
37. A. E. El-Taher, P. Harper, S. A. Babin, D. V. Churkin, E. V. Podivilov, J. D. Ania-Castanon, and S.K. Turitsyn, *Effect of Rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength Raman fiber laser generation*. Opt. Lett., 2011. **36**: p. 130-132
38. M. Pang, X. Bao, and L. Chen, *Observation of narrow linewidth spikes in the coherent Brillouin random fiber laser*. Opt. Lett., 2013. **38**: p. 1866-1868
39. A. R. Sarmani, M. H. Abu Bakar, A. A. A. Bakar, F. R. Mahamd Adikan, and M.A. Mahdi, *Spectral variations of the output spectrum in a random distributed feedback Raman fiber laser*. Opt. Express 2011. **19**: p. 14152-14159
40. C. J. S. de Matos, L. Menezes, A. M. Brito-Silva, M. A. Martinez Gámez, A. S. L. Gomes, and C. B. de Araújo, *Random fiber laser*. Phys. Rev. Lett. , 2007. **99**: p. 153903
41. Z. Hu, Q. Zhang, Q. B. Miao, G.Z. Fu, Y. Chen, Y. Luo, D. Zhang, P. Wang, H. Ming, and Q. Zhang, Phys. Rev. Lett. , 2012. **109**: p. 253901
42. B. Saxena, X. Bao, and L. Chen, *Suppression of thermal frequency noise in erbium-doped fiber random lasers*. Opt. Lett., 2014. **39**: p. 1038-1041
43. A. Bahrampour, E. Shojaie, and M. Sani, *Raman random laser in one-dimensional system*. JOSA B, 2014. **31**: p. 1308-1315.
44. N. Lizárraga, N. P. Puente, E. I. Chaikina, T. A. Leskova, and E.R. Méndez, *Single-mode Er-doped fiber random laser with distributed Bragg grating feedback*. Opt. Express, 2009. **17**: p. 395-404.
45. V. D. Freilikher and S.A. Gredeskul, *Localization of waves in media with one-dimensional disorder*. Progress in Optics, 1996: p. 137-203.
46. P. S. Westbrook, K. S. Abedin, J. W. Nicholson, T. Kremp, and J. Porque, *Raman fiber distributed feedback lasers*. Opt. Lett. , 2011. **36**: p. 2895-2897
47. J. Shi, S. Alam, and M. Ibsen, *Sub-watt threshold, kilohertz-linewidth Raman distributed-feedback fiber laser* Opt. Lett. , 2012. **37**: p. 1544-1546

48. Ji. Shi, S. Alam, and M. Ibsen, *Highly efficient Raman distributed feedback fibre lasers.*, Opt. Express 2012. **20**: p. 5082-5091
49. V.E. Perlin and H.G. Winful, *Distributed feedback fiber Raman laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2001. **37**: p. 38-47.
50. Voo;, N.Y., P. Horak;, M. Ibsen;, and W.H. Loh, *Linewidth and phase noise characteristics of DFB fibre lasers*. SPIE Proceedings 2004. **5620**(Solid State Laser Technologies and Femtosecond Phenomena).
51. Babin;, S.A., D.V. Churkin;, S.I. Kablukov;, and M.A. Nikulin, *Single frequency linearly polarized DFB fiber laser source*. SPIE Proceedings, 2007. **6727**(ICONO 2007: Nonlinear Laser Spectroscopy and High-Precision Measurements; and Fundamentals of Laser Chemistry and Biophotonics).
52. Asseh, A., H. Storoy, J.T. Kringlebotn, W. Margulis, B. Sahlgren, S. Sandgren, R. Stubbe, and G. Edwall, *10 cm Yb<sup>3+</sup> DFB fibre laser with permanent phase shifted grating*. Electron Lett., 1995. **31**: p. 969-970.
53. Yelen, K., M.N. Zervas, and L.M.B. Hickey, *Fiber DFB lasers with ultimate efficiency*. J. Lightwave Technol., 2005. **23**: p. 32-43.
54. R. Kashyap, *Fibre Bragg Gratings*. Academic Press, 1999.
55. D. P. Hand and P.S.J. Russell, *Photoinduced refractive-index changes in germanosilicate fibers*. Optics Letters, 1990. **15**: p. 102-104.
56. B. Poumellec and F. Kherbouche, *The Photorefractive Bragg Gratings in the Fibers for Telecommunications*. J. Phys. III, 1996. **6**: p. 1595-1624.
57. N. Groothoff and J. Canning, *Enhanced type IIA gratings for high temperature operation*. Opt. Lett., 2004. **29**: p. 2360–2362.
58. A.I. Gusarov, F. Berghmans, A. Fernandez , O. Deparais, Y. Defosse, D. Starodubov, M. Decretion, P. Megret, and M. Blondel, *Behaviour of fibre Bragg gratings under high total dose gamma radiation*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2000. **47**: p. 688.
59. R. Kashyap, P.F. McKee, R.J. Campbell, and D.L. Williams, *Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings*. Electron. Lett., 1994. **12**: p. 996.
60. J. Albert, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson, K.O. Hill, Y. Hibino, and M. Kawachi, *Photosensitivity in Ge-doped silica optical waveguides and fibers with 193-nm light from an ArF excimer laser*. Opt. Lett., 1994. **19**: p. 387.
61. Armitage, J.R., Electron. Lett., 1993. **29**: p. 1181.
62. H. Kogelnik and C.V. Shank, *Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers*. J. Appl. Phys., 1972. **43**: p. 2327.
63. M. Yamada and K. Sakuda, *Analysis of almost periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach*. Appl. Opt., 1987. **26**: p. 3474-3478.
64. M. P. Rouard, *Étude des propriétés optiques des lames métalliques très minces*. Annal. Phys., 1937. **7**: p. 863-871.

65. A. Othonos and X. Lee, *Novel and improved methods of writing Bragg gratings with phase masks*. Appl. Phys. Lett. , 1995. **24**: p. 354.
66. J. Albert, S. Theriault, F. Bilodeau, D.C. Johnson, K.O. Hill, P. Sixt, and M.J. Rooks, *Minimization of phase errors in long fiber Bragg grating phase masks made using electron beam lithography*. IEEE Photon. Technol. Lett. , 1996. **8**: p. 1334-1336
67. Mainman, T.H., *Optical and microwave optical experiments in Ruby*. Physical Review Letters, 1960. **4**: p. 564-566.
68. E.Snitzer, *Optical maser action in Nd<sup>3+</sup> in a Barium crown glass*. Physical Review Letters, 1961. **7**: p. 444-446.
69. C. A. Burrus and J. Stone, *Nd<sup>3+</sup> doped SiO<sub>2</sub> lasers in an end pumped fiber geometry*. Applied Physics Letters, 1973. **23**: p. 388-389.
70. R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Juancey, and D.N. Payne, *Low-noise Erbiumdoped fiber amplifier operating at 1.54 m*. Electronics Letters, 1987. **23**: p. 1026-1028.
71. H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, and J.M. Dawes, *Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 m region*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1995. **1**: p. 2-13.
72. M. E. Fermann and I. Hartl, *Ultrafast fibre lasers*. Nature Photon., 2013. **7**: p. 868.
73. Kafka, J.D., *Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping*. Opt. Lett., 1989. **14**: p. 1969.
74. R. Kashyap and K.J. Blow, *Spectacular demonstration of catastrophic failure in long lengths of optical fiber via self-propelled self-focusing*. Post deadline paper PD7, 8th National Quantum Electronics Conf., 1987.
75. R. Kashyap, *The Fiber Fuse - from a curious effect to a critical issue: A 25th year retrospective*. Optics Express, 2013. **21**: p. 6422-6441.
76. N.S. Kim, *1239/1484 nm cascaded phosphosilicate Raman fiber laser with CW output power of 1.36 W at 1484 nm pumped by CW Yb-doped double-clad fiber laser at 1064 nm and spectral continuum generation*. Opt. Commun. , 2000. **176**: p. 219.
77. Y. Takushima, *Polarization-stable and single-frequency fiber lasers*. J. Lightwave Technol. , 1998. **16**: p. 661.
78. R. Paschotta, *Single-frequency ytterbium-doped fiber laser stabilized by spatial hole burning*. Opt. Lett., 1997. **22**: p. 40.
79. Letokhov, V.S., *Stimulated emission of an ensemble of scattering particles with negative absorption*. JETP Lett, 1967. **5**: p. 262–265
80. C. Gouedard, D. Husson, C. Sauteret, F. Auzel, and A. Mingus, *Genration of spatially incoherent short pulses in laser-pumped neodymium stoichiometric crystals and powders*. J. Opt. Soc. Amer. B, 1993. **10**: p. 2358-2363.
81. H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang , and R.P.H. Chang, *Random laser action in semiconductor powder*. Phys. Rev. Lett., 1999. **82**: p. 2278-2281.

82. G. R. Williams, S. B. Bayram, S. C. Rand, T. Hinklin , and R.M. Laine, *Laser action in strongly scattering rareearth-metal-doped dielectric nanophosphors.* Phys. Rev. A, 2001. **65**: p. 013807.
83. R. C. Polson, A. Chipouline, and Z. Vardeny, *Random lasing in  $\pi$ -conjugated films and infiltrated opals.* Adv.Mater., 2001. **13**: p. 760-764.
84. S. Gottardo, S. Cavalieri, O. Yaroshchuk, and D.S. Weirsma, *Quasi-two-dimensional diffusive random laser action.* Phys. Rev. Lett., 2004. **94**: p. 263901.
85. C. J. S. de Matos, L. de S. Menezes, A. M. Brito-Silva, M. A. Martinez Gámez, A. S. L. Gomes , and C. B. de Araújo, *Random fiber laser.* Phys. Rev. Lett., 2007. **99**: p. 153903.
86. D. Zhang, G. Kostovskia, C. Karnutschb, and A. Mitchella, *Random lasing from dye doped polymer within biological source scatters: The pomponia imperatoria cicada wing random nanostructures.* Organic Electronics, 2012. **13**: p. 2342-2345.
87. R.V. Ambartsumyan, P.G. Kryukov, V.S. Letokhov, and Y.A. Matveets, *Emission statistics of a laser with nonresonant feedback* JETP Lett., 1967. **5**: p. 312-314.
88. S. Sugavanam, N. Tarasov, X. Shu, and D. V. Churkin, *Narrow-band generation in random distributed feedback fiber laser.* Opt. Express 2013. **21**: p. 16466-16472
89. A. E. El-Taher, P. Harper, S. A. Babin, D. V. Churkin, E. V. Podivilov, J. D. Ania-Castanon, and S. K. Turitsyn, *Effect of Rayleigh-scattering distributed feedback on multiwavelength Raman fiber laser generation.* Opt. Lett. , 2011. **36**: p. 130-132
90. M. Pang, X. Bao, and L. Chen, *Observation of narrow linewidth spikes in the coherent Brillouin random fiber laser.* Opt. Lett. , 2013. **38**: p. 1866-1868
91. A. R. Sarmani, M. H. Abu Bakar, A. A. A. Bakar, F. R. Mahamd Adikan, and M. A. Mahdi, *Spectral variations of the output spectrum in a random distributed feedback Raman fiber laser.* Opt. Express, 2011. **19**: p. 14152-14159
92. John, S., *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices.* Physical Review Letters, 1987. **58**: p. 2486-2489.
93. S-H Chang, H Cao, and S.T. Ho, *Cavity Formation and Light Propagation in Partially Ordered and Completely Random One-Dimensional Systems.* IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, 2003. **39**: p. 364-374.
94. V. Milner and A. Genack, *Photon localization laser.* Phys. Rev. Lett. , 2005. **94**: p. 073901(4).
95. I. Petermann, B. Sahlgren, S. Helmfrid, A. T. Friberg, and P.-Y. Fonjallaz, *Fabrication of advanced fiber Bragg gratings by use of sequential writing with a continuous-wave ultraviolet laser source.* Appl. Opt. , 2002. **41**: p. 1051-1056.
96. M. Gagné, L. Bojor, R. Maciejko, and R. Kashyap, *Novel custom fiber Bragg grating fabrication technique based on push-pull phase shifting interferometry.* Opt. Express, 2008. **16**: p. 21550-21557.
97. M. Gagné and R. Kashyap, *Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating.* Opt. Express, 2009. **17**: p. 19067-19074

98. R. Kashyap, P. F. McKee, D. J. Armes, M. Shabeer, and D. Cotter, *Measurement of ultra-steep edge, high rejection fibre Bragg grating filters*. Electron. Lett. , 1995. **31**: p. 12882-12883
99. M. Gagné and R. Kashyap, *New nanosecond Q-switched Nd:VO4 laser fifth harmonic for fast hydrogen-free fiber Bragg gratings fabrication*. Opt. Com. , 2010. **24**: p. 5028-5032
100. J. L. Archambault, L. Reekie, and P.J.S. Russell, *100% reflectivity Bragg reflectors produced in optical fibres by single excimer pulses*. Electron. Lett. , 1993. **29**: p. 453.
101. R. Kashyap, P. F. McKee, R.J. Campbell, and D.L. Williams, *A novel method of writing photo-induced chirped Bragg gratings in optical fibres*. Electron. Lett. , 1994. **12**: p. 996-997
102. Armitage, J.R., *Fibre Bragg reflectors written at 262 nm using frequency quadrupled Nd3+: YL*. Electron. Lett. , 1993. **29**: p. 1181-1183
103. W.W. Morey, G. Meltz, and W.H. Glenn, *Holographically generated gratings in optical fibres*. Opt. Photon. News 1994. **1**: p. 8.
104. P. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi , and W.A. Reed, *High pressure H2 loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO2 doped optical fibres*. Electron. Lett. , 1993. **29**: p. 1191.
105. D. L. Williams, B.J. Ainslie, J.R. Armitage, R. Kashyap, and R.J. Campbell, *Enhanced UV photosensitivity in boron codoped germanosilicate optical fibres*. Electron. Lett. , 1993. **29**: p. 45-47
106. J. Albert, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, K. O. Hill, Y. Hibino, and M. Kawachi, *Photosensitivity in Germanium-doped silica optical waveguides and fibers using 193 nm light from an ArF excimer laser*. Opt. Lett. , 1994. **19**: p. 387-389
107. S. Pissadakis and M. Konstantaki, *Grating inscription in optical fibres using 213 nm picoseconds radiation: a new route in silicate glass photosensitivity*. ICTON 2005, 2005: p. 337-342
108. S. Pissadakis and M. Konstantaki, *Photosensitivity of germanosilicate fibers using 213nm, picosecond Nd:YAG radiation*. Opt. Express 2005. **13**: p. 2605-2610
109. C. Smelser, S. Mihailov, and D. Grobnic, *Formation of Type I-IR and Type II-IR gratings with an ultrafast IR laser and a phase mask*. Opt. Express 2005. **13**: p. 5377-5386
110. *Data from Nufern Inc.*
111. K. O. Hill , B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson, and J. Albert, *Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask*. Appl. Phys. Lett. , 1993. **62**: p. 1035-1037
112. R. Kashyap and M. Gagné, *US Patent applied for, 2009*.
113. S. Pissadakis and M. Konstantaki, *Type IIA gratings recorded in B-Ge codoped optical fibre using 213 nm Nd:YAG radiation*. ECOC 2005, 2005: p. 563-564.
114. B. Poumellec and F. Kherbouche, *The photorefractive Bragg gratings in the fibers for telecommunications*. J. Phys. III France 1996. **6**: p. 1595-1624

115. A. Dragomir, J. G. McInerney, D. N. Nikogosyan, and P.G. Kazansky, *Two-photon absorption properties of commercial fused silica and germanosilicate glass at 264nm.* Appl. Phys. Lett. , 2002. **80**: p. 1114-1116
116. M. Fujimaki, T. Watanabe, T. Katoh, T. Kasahara, N. Miyazaki, Y. Ohki, and H. Nishikawa, *Structures and generation mechanisms of paramagnetic centers and absorption bands responsible for Ge-doped SiO<sub>2</sub> optical-fiber gratings.* Phys. Rev. B 1998. **57**: p. 3920-3926
117. J. Albert, K. O. Hill, D. C. Johnson, F. Bilodeau, S. J. Mihailov, N. F. Borrelli, and J. Amin, *Bragg gratings in defect free germanium-doped optical fibers.* Opt. Lett. , 1999. **24**: p. 1266-1268
118. Cao, H., *Lasing in random media.* Waves in Random Media, 2003. **13**: p. R1-R39.
119. O. Zaitsev, L. Deych, and V. Shuvayev, *Statistical properties of one-dimensional random lasers.* Phys. Rev. Lett., 2009. **102**: p. 043906.
120. Cao, H., *Review on latest developments in random lasers with coherent feedback.* J. Phys. A: Math. Gen, 2005. **32**: p. 10497-10535.
121. R. C. Polson, M. E. Raikh, and Z. V. Vardeny, *Universal properties of random lasers.* IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 2003. **9**: p. 120-123.
122. Lawandy, N.M., 'Paint-on lasers' light the way for new technologies. Photon. Spectra, 1994: p. 119-127.
123. R. C. Polson and Z.V.Vardeny, *Random lasing in human tissues.* Appl. Phys. Lett., 2004. **85**: p. 1289.
124. V. D. Freilikher and S.A. Gredeskul, *Localization of waves in media with one-dimensional disorder.* Progress in Optics,, 1996: p. 137-203.
125. G. van Soest and A. Lajendijk,  *$\beta$  factor in a random laser.* Phys. Rev. E, 2002. **65**: p. 047601.
126. I. Kostko and R. Kashyap, *Dynamics of ultimate spectral narrowing in a semiconductor fiber-grating laser with an intra-cavity saturable absorber.* Opt. Express, 2006. **14**: p. 2706-2714.
127. Timofeev, F.N. and R. Kashyap, *High-power, ultra-stable, single-frequency operation of a long, doped-fiber external-cavity, grating-semiconductor laser.* Opt. Express, 2003. **6**: p. 515-520.
128. Y. Bliokh, E. I. Chaikina, N. Lizárraga, E. R. Méndez, V. Freilikher, and F. Nori, *Disorder-induced cavities, resonances, and lasing in randomly layered media.* Physical Review B, 2012. **86**.
129. M. Gagné, S. Loranger, J. Lapointe, and R. Kashyap, *Fabrication of high quality, ultra-long fiber Bragg gratings: up to 2 million periods in phase.* Opt. Express, 2014. **22**: p. 387-398
130. Y. Hu and N.G.R. Broderick, *Improved design of a DFB Raman fibre laser.* Opt. Commun. , 2009. **282**: p. 3356–3359

131. S. Loranger, M. Gagné, and R. Kashyap, *Capacitors go optical: wavelength independent broadband mode cavity*. Opt. Express, 2014. **22**: p. 14253-14262.
132. F. Sanchez, P. Le Boudec, P.-L. François, and G. Stephan, *Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers*. Phys. Rev. A, 1993. **48**: p. 2220-2229.
133. M. Dinand and C. Schutte, *Theoretical Modeling of Relaxation Oscillations in Er-doped Waveguide Lasers*. J. Lightwave Technol., 1995. **13**: p. 14-24.
134. Agrawal, G.P., *Applications of nonlinear fiber optics*, ed. A. Press2008.
135. V.E. Zakharov and L.A. Ostrovsky, *Modulation instability: The beginning*. Physica D, 2009. **238**: p. 540-548.
136. C. Martin de Sterke, *Theory of modulational instability in fiber Bragg gratings*. J. Opt. Soc. Amer. B, 1998. **15**: p. 2660-2666.
137. B.J. Eggleton, C. Martijn de Sterke, A.B. Aceves, J.E. Sipe, T.A. Strasser, and R.E. Slusher, *Modulational instability and tunable multiple soliton generation in apodized fiber gratings*. Opt. Com., 1998. **149**: p. 267-271.
138. M. Csornyei and P. R. Herczfeld, *Noise suppression of Nd:YVO<sub>4</sub> solid-state lasers for telecommunication applications*. Journal of Lightwave Technology, 2003. **21**: p. 2983-2988.
139. C. Svelto, S. Taccheo, M. Marano, G. Sorbello, and P. Laporta, *Optoelectronic feedback loop for relaxation oscillation intensity noise suppression in Tm-Ho:YAG laser*. Electron Lett., 2000. **36**: p. 1623-1624.
140. G. de Geronimo, S. Taccheo, and P. Laporta, *Optoelectronic feedback control for intensity noise suppression in a codoped erbium-ytterbium glass laser*. Electron Lett., 1997. **33**: p. 1336-1337.
141. W.H. Loh and J.P. de Sandro, *Suppression of self-pulsing behavior in erbium-doped fiber lasers with resonant pumping: experimental results*. Opt. Lett., 1996. **21**: p. 1475-1477.
142. M. Gagné and R. Kashyap, *New nanosecond Q-switched 213 and 224 nm lasers for fiber Bragg grating inscription in hydrogen-free fibers*. Proc. SPIE 8243, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing 2012: p. 824314
143. M.J. Cole, W.H. Loh, R.I. Laming, M.N. Zervas, and S. Barcelos, *Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with a uniform phase mask*. Electron Lett., 1995. **31**: p. 92-94.

## ANNEXE

### **Liste de publications :**

#### **Articles parues dans des revues avec comité de lecture durant le doctorat**

- E. Soares de Lima Filho, M. Gagné, M. D. Baiad, R. Kashyap, *Fiber Bragg gratings for low-temperature measurement*, Optics Express 22, 2014, p. 27681-27694.
- J. Lapointe, M. Gagné, R. Kashyap, Making smart phone smarter with photonics, Optics Express 22, 2014, p. 15473-15483.
- S. Loranger, M. Gagné, R. Kashyap, *Capacitors go optical: wavelength independant broadband mode cavity*, Optics Express 22, 2014, p. 14253-14262.
- G.R. Lin, M. D. Baiad, M. Gagné, R. Kashyap, *Harnessing the fiber fuse for sensing applications*, Optics Express 22, 2014, p. 9862-9869.
- M. Gagné, R. Kashyap, *Random fiber Bragg grating Raman fiber laser*, Optics Letters 22, 2014, p. 2755-2758.
- M. Gagné, S. Loranger, J. Lapointe, R. Kashyap, *Fabrication of high quality, ultra-long fiber Bragg gratings: up to 2 million periods in phase*, Optics Express 22, 387-398.
- M. D. Baiad, M. Gagné, S. Lemire-Renaud, E. De Montigny, W.J. Madore, N. Godbout, C. Boudoux, R. Kashyap, *Surface plasmon resonance sensor interrogation with a double-clad fiber coupler and cladding modes excited by a tilted fiber Bragg grating*, Optics Letters 38, 2013, p. 4911-4914.
- M. D. Baiad, M. Gagné, S. Lemire-Renaud, E. De Montigny, W.J. Madore, N. Godbout, C. Boudoux, R. Kashyap, *Capturing reflected cladding modes from a fiber Bragg grating with a double-clad fiber coupler*, Opt. Express 21, 2013, p.
- J. Lapointe, M. Gagné, A. Harhiha, R. Kashyap, *Ultra-sensitive force sensor based on fiber Bragg grating*, CIPI PHOTON, 2012.
- M. Gagné, R. Kashyap, *New nanosecond Q-switched Nd:VO<sub>4</sub> laser fifth harmonic for fast hydrogen-free fiber Bragg gratings fabrication*, Optics Communications 283, 2010, 5028-5032.
- M. Gagné, R. Kashyap, *Demonstration of Er-doped random fiber laser based on a random fiber Bragg grating*, CIPI PHOTON, 2009.
- M. Gagné, R. Kashyap, *Demonstration of a 3 mW threshold Er-doped random fiber laser based on a unique fiber Bragg grating*, Optics Express 17, 2009, 19067-19074.

#### **Proceedings:**

- M. D. Baiad, M. Gagné, R. Kashyap, *Distributed Tilted Fiber Bragg Grating and Surface Plasmon Polariton Sensors*, Latin America Optics and Photonics Conference, LF2C. 3
- S. Loranger, M. Gagné, R. Kashyap, *The Optical Capacitor: A Cavity with an extended broadband mode using chirped fiber-Bragg gratings*, Frontier in Optics, FW4D.1, 2014.
- G.R. Lin, M. D. Baiad, M. Gagné, R. Kashyap, *A novel refractive index sensor based on an induced micro-structure fiber*, OFS2014 23rd International Conference on Optical Fiber Sensors, 2014, p. 915773-915773-4.

- V.L. Iezzi, S. Loranger, M. Gagné, R. Kashyap, *Tuneable photonic bandgap structures*, Optical Fibre Technology 2014, IEEE.
- M. D. Baiad, M. Gagné, S. Lemire-Renaud, E. De Montigny, W.J. Madore, N. Godbout, C. Boudoux, R. Kashyap, *High-efficiency, double-clad fiber coupler, cladding mode sensor using a tilted fiber Bragg grating*, 18th OptoElectronics and Communications Conference held jointly with 2013 International Conference on Photonics in Switching, 2013, paper ThL1\_3.
- M. D. Baiad, M. Gagné, S. Lemire-Renaud, E. De Montigny, W.J. Madore, N. Godbout, C. Boudoux, R. Kashyap, *Optical fibre grating cladding mode sensors*, Proc. SPIE8794, Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors, 2013, 87941H-87941H-4.
- M. Gagné, R. Kashyap, *Ultra-long and ultra high quality fibre Bragg gratings*, Proc. SPIE8781, Integrated Optics: Physics and Simulations, 2014, 87810M-87810M-4.
- M. Gagné, R. Kashyap, *New nanosecond Q-switched 213 and 224 nm lasers for fiber Bragg grating inscription in hydrogen-free fibers*, Proc. SPIE LASE, Photonics West 2012, 824314-824314-6.
- E.S. de Lima, M. Gagné, G. Nemova, R. Kashyap, R. Saad, M. Bowman, *Sensing of laser cooling with optical fibres*, Fibre and Optical Passive Components (WFOPC), 1-5.
- J. Lapointe, M. Gagné, A. Harhiha, R. Kashyap, *Optical fiber tissue elasticity sensor*, Fibre and Optical Passive Components (WFOPC), 4pp.
- M. Gagné, R. Kashyap, *Photosensitivity of Hydrogen-Free Optical Fibers Exposed to Nanosecond 213 nm Pulses*, Advanced Photonics & Renewable Energy, OSA Technical Digest, 3pp.

#### **Présentations:**

- Gagné M., Kashyap R. (2012) New nanosecond Q-switched 213 and 224 nm lasers for fiber Bragg grating writing in hydrogen-free optical fibers, Photonics West 2012, San Francisco, USA.
- Gagné M., Kashyap R. (2011) Progress in random fiber lasers. *Invited talk*, Photonics north 2011. Ottawa, Canada.
- Gagné M., Kashyap R. (2010) Photosensitivity of hydrogen-free optical fibers exposed to nanosecond 213 nm pulses. Bragg Grating, Photosensitivity and Poling 2010 Conference, 21-24 June, Karlshruue, Germany.

#### **Brevets:**

- Kashyap R., Lapointe J., Gagné M. “Methods of making optical waveguides in glass and devices and system using the same” (2014) US Provisional Patent Application 61/911,148
- Kashyap R., Gagné M. “Grating inscribing in optical waveguides” (2011) brevet no. 61/409,768:. US 20120106893 A1