

Titre: Fabrication holographique de réseaux de bragg par interféromètre à phase variable de type pousser/tirer
Title:

Auteur: Mathieu Gagné
Author:

Date: 2009

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Gagné, M. (2009). Fabrication holographique de réseaux de bragg par interféromètre à phase variable de type pousser/tirer [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/8430/>
Citation:

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

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8430/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Raman Kashyap
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

**FABRICATION HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX
DE BRAGG PAR INTERFÉROMÉTRIE À PHASE
VARIABLE DE TYPE POUSSER/TIRER**

MATHIEU GAGNÉ

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

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

JUILLET 2009



Library and Archives
Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file *Votre référence*
ISBN: 978-0-494-53902-6
Our file *Notre référence*
ISBN: 978-0-494-53902-6

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

FABRICATION HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX DE BRAGG PAR
INTÉRFÉROMÉTRIE À PHASE VARIABLE DE TYPE POUSSER/TIRER

Présenté par : GAGNÉ Mathieu

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

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

M.PETER Yves-Alain, Ph. D., président

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

M.CALUZ Christophe, Ph. D., membre

DÉDICACE

À ma famille qui n'a jamais douté de moi.

REMERCIEMENTS

Merci au Professeur Raman Kashyap dont les idées, les conseils et l'optimisme constant m'ont été d'une aide précieuse dans la réalisation de ce projet. Merci aussi à Brigitte pour l'encouragement et la correction ardue de ce mémoire.

RÉSUMÉ

Les réseaux de Bragg à fibre ont fait l'objet de beaucoup de recherche depuis leur découverte dans en 1978. Leur capacité de réfléchir sélectivement la lumière a mené à des applications variées en télécommunications, en lasers ainsi qu'en capteurs sensibles de propriétés physiques. Malgré tous ces développements, la technique de fabrication conventionnelle basée sur l'utilisation d'un masque de phase qui est non seulement coûteux, mais requiert un interféromètre externe pour faire varier la période du réseau. En général, cette technique limite aussi la longueur du réseau à celle du masque de phase. L'objectif du projet de recherche était de développer une technique de fabrication qui éliminerait la dépendance à ce masque de phase lors de la fabrication et qui permettrait d'offrir une grande flexibilité face aux divers paramètres du réseau: longueur, période, contraste d'indice, chirp, et apodisation, et la possibilité d'obtenir des réseaux continus de longueur illimitée.

La méthode conventionnelle de fabrication de réseau de Bragg consiste généralement à balayer un faisceau UV tout au long d'un masque de phase de façon à créer une figure d'interférence se déplaçant au long d'une fibre optique fixe. La fibre étant photosensible à ces longueurs d'onde, la figure d'interférence est écrite dans le profil d'indice de réfraction de la fibre et on obtient ainsi un réseau réflecteur à l'intérieur de la fibre. La méthode de fabrication développée durant ce projet se base plutôt sur deux faisceaux UV fixes ayant la particularité de présenter une figure d'interférence en mouvement. On peut alors synchroniser le mouvement de la fibre avec celui de la figure d'interférence et ainsi éliminer la dépendance au masque de phase. Pour créer ce mouvement de la figure d'interférence, deux modulateurs de phase soumis à un signal en dents de scie sont insérés dans chaque bras d'un interféromètre de type Talbot (analogue à Mach-Zehnder).

Les simulations numériques et les résultats expérimentaux démontrent qu'il est possible de changer la période du réseau en changeant la fréquence du signal appliqué qu'il aussi est possible de faire varier la visibilité en changeant l'amplitude du même signal. Il est ainsi possible de fabriquer des réseaux à période variable dit "chirpés", " apodisées " et d'autres caractéristiques complexes. Ces réseaux sont particulièrement intéressants comme compensateurs de dispersion dans les réseaux de télécommunication ainsi qu'en guise de lignes à délai dans les systèmes de tomographie en cohérence optique.

La découverte la plus surprenante est l'observation de la localisation de la lumière dans des réseaux de Bragg quasi-périodiques. À cause d'une faille dans une des configurations du montage de fabrication, des erreurs de phase et de période se glissent aléatoirement dans les réseaux de Bragg fabriqués. Grâce au spectre, il est alors possible d'observer un nouveau phénomène à l'œuvre et permettant d'obtenir une forte réflexion malgré le manque de périodicité. Il s'agit de la première observation de la localisation de la lumière dans un réseau de Bragg continu. Ceci est confirmé grâce à une modélisation numérique du phénomène.

ABSTRACT

Fiber Bragg gratings have been the object of extensive research since they were discovered in 1978. Their capacity to selectively reflect light led to various applications in fields such as telecommunications, lasers and sensors. However, the common technique for inscribing Bragg gratings is still based on the phase-mask, which is not only expensive, but requires an external interferometer to tune the wavelength. In general this technique is also limited to gratings as long as the phase-mask. . The objective of the research project is to develop a new fabrication technique that would eliminate the dependency on several phase mask during fabrication and which would offer greater flexibility on the various grating parameters: length, period, index contrast, chirp and apodisation, and the possibility of making continuous grating without limitation on the length.

The conventional fiber Bragg grating fabrication technique generally consists of a UV beam that is swept across a phase mask to create a moving fringe pattern at a fixed optical fiber. The fiber being photosensitive at these wavelengths, the fringe pattern is written into to index profile of the fiber and a reflective grating is then obtained inside the fiber. The fabrication technique developed during this project is instead, based on two fixed UV beams, which are phase-modulated to generate a moving fringe pattern. It is then possible to synchronize the movement of the fringes with the fiber's own velocity. To create this movement of the fringe pattern, two phase modulators are controlled under a ramp signal and are inserted into each arm of a Talbot interferometer (similar to a Mach-Zehnder interferometer).

Numerical simulations and experimental results show that it is possible to change the grating period by changing the applied ramp frequency and to change the visibility by changing the amplitude of the same signal. This makes possible the fabrication of chirped and apodized gratings. These gratings are particularly interesting for applications such as

dispersion compensation in telecommunication links or delay lines for optical tomography systems.

The most surprising discovery is the observation of light localization in quasi-periodic gratings. Because of an inherent flaw in one of the new grating writing configurations, phase errors are randomly inserted into the fabricated fiber Bragg gratings. With the help of the reflection spectrum, it is possible to observe a new phenomenon responsible for the high reflection observed even with a lack of periodicity. It is the first observation of light localization in a single continuous grating. This was confirmed with the help of a numerical simulation.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	IV
REMERCIEMENTS	V
RÉSUMÉ	VI
ABSTRACT	VIII
TABLE DES MATIÈRES	X
LISTE DES FIGURES	XIII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XVI
LISTE DES ANNEXES	XVII
INTRODUCTION	1
Historique des réseaux de Bragg	1
Objectifs	2
Méthodologie	4
Résultats	5
Structure du mémoire	5
CHAPITRE 1. FABRICATION HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX DE BRAGG	7
1.1 Photosensibilité	7
1.2 Survol des méthodes actuelles	9
1.2.1 Méthodes limitées par la longueur du masque de phase	9
1.2.2 Méthodes limitées par la longueur du système de translation	12
CHAPITRE 2. THÉORIE DES RÉSEAUX DE BRAGG	16
2.1 Réseaux de Bragg uniformes	17
2.1.1 Accord de phase	17
2.1.2 Réflectivité	18
2.1.3 Largeur de bande	21
2.2 Réseaux de Bragg non uniformes	23
2.2.1 Apodisation	23

2.2.2 Réseaux de Bragg chirpés	24
2.2.3 Sauts de phase	26
2.3 Modélisation des réseaux de Bragg.....	27
CHAPITRE 3. NOUVELLE TECHNIQUE DE FABRICATION DE RÉSEAUX DE BRAGG.....	30
3.1 Principe de fonctionnement.....	30
3.2 Modélisation du processus d'écriture	32
CHAPITRE 4. MONTAGE EXPÉRIMENTAL	38
4.1 Laser	38
4.2 Amplificateur haute-tension.....	39
4.3 Interféromètre Talbot	40
4.4 Modulateurs de phase électro-optiques.....	41
4.5 Systèmes de translation	46
4.6 Système de caractérisation	50
CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	51
5.1 Tests préliminaires	51
5.1.1 Linéarité des modulateurs de phase	51
5.1.2 Observation du mouvement des franges d'interférence.....	53
5.2 Réseaux uniformes	57
5.2.1 Premières tentatives à l'aide du moteur rotatif	58
5.2.2 Utilisation d'un moteur linéaire	61
5.2.3 Retour à l'utilisation du moteur rotatif	66
5.3 Réseaux chirpés.....	70
5.4 Réseaux aléatoires et localisation de la lumière.....	72
CONCLUSION.....	77
Critique du travail	79
Travaux futurs de recherche.....	79
BIBLIOGRAPHIE	81

ANNEXES 85

LISTE DES FIGURES

Figure 1 – Schéma d’un masque de phase en mode -1/+1.....	10
Figure 2 – Schéma d’un interféromètre Talbot.....	11
Figure 3 – Schéma du montage proposé par Asseh <i>et al.</i> [17].....	13
Figure 4 – Schéma du montage proposé par Petermann <i>et al.</i> Ref. [23].....	14
Figure 5 – Représentation schématique d’un réseau de Bragg à fibre.....	16
Figure 6 – Exemple d’un spectre de réflexion d’un réseau de Bragg uniforme.	21
Figure 7 – Exemple d’un spectre de réflexion d’un réseau de Bragg chirpé.	25
Figure 8 – Exemple d’un spectre de réflexion d’un réseau de Bragg présentant un saut de phase de $\pi/2$	26
Figure 9 – (a) Schéma de l’interféromètre.	31
Figure 10 – Schéma des divers paramètres de désynchronisation de la fonction du déplacement des franges en fonction du temps.....	33
Figure 11 – Graphique du déplacement de la longueur d’onde de Bragg en fonction de la fréquence appliqué	35
Figure 12 – Graphique de la visibilité en fonction de la fréquence du signal pour différentes valeurs de rapport de voltage appliqué.....	35
Figure 13 – Graphique de la visibilité en fonction du voltage appliqué pour différente fréquence.....	36
Figure 14 – Schéma du montage.....	39
Figure 15 – Schéma de la cellule Pockels.....	42
Figure 16 – Photographie montrant l’orientation du modulateur de phase.....	44
Figure 17 – Photographie de la monture associée au moteur linéaire.....	47
Figure 18 – Photographie de la monture associée au moteur rotatif.....	48
Figure 19 – Photographie du moteur rotatif et du système servant de hauteur de référence pour placer la fibre.	49
Figure 20 – Schéma du montage de caractérisation.....	50

Figure 21 – Schéma du montage servant à vérifier la linéarité des modulateurs de phase..	52
Figure 22 – Schéma du montage servant à caractériser le mouvement des franges d'interférence.	53
Figure 23 – Photographie des franges d'interférence en mouvement.....	54
Figure 24 – Tracé de l'intensité mesurée pour une amplitude $V = 0.9kV$ appliquée à un modulateur.....	55
Figure 25 – Tracé de l'intensité mesurée pour une amplitude $V = 0.66kV$ appliquée à un modulateur.....	56
Figure 26 – Tracé de l'intensité mesurée pour une amplitude $V = 0.66kV$ appliquée aux deux modulateurs	57
Figure 27 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 3 cm écrit à une fréquence de 24 Hz.....	59
Figure 28 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 10 cm écrit à une fréquence de 200 Hz.	60
Figure 29 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 10 cm écrit à une fréquence de 1000 Hz.	60
Figure 30 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 2 cm écrit à une fréquence de 400 Hz à l'aide du moteur linéaire.....	62
Figure 31 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 1 cm écrit à une fréquence de 354 Hz à l'aide du moteur linéaire.....	63
Figure 32 – Photographie de franges d'interférence inclinées.....	64
Figure 33 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 6 cm.	65
Figure 34 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 1 cm écrit en diminuant le débit d'air et spectre de réflexion écrit à un débit d'air maximal.	67
Figure 35 – Schéma du procédé de déplacement de la fibre optique avec injection de l'air dans les montures.	68
Figure 36 – Spectre de réflexion expérimental d'un réseau de Bragg uniforme de 2 cm et spectre de réflexion théorique d'un réseau de Bragg uniforme de 2 cm.....	69

Figure 37 – Spectre de réflexion de réseaux de Bragg écrits à vitesse constante et selon différentes fréquences.	70
Figure 38 – Longueur d’onde de Bragg en fonction de la fréquence du signal.....	71
Figure 39 – Spectre de réflexion d’un réseau de Bragg chirpé de 5 cm écrit en balayant la fréquence du signal et spectre de réflexion théorique d’un réseau de Bragg chirpé de 5 cm.....	72
Figure 40 – Spectre de réflexion expérimental d’un réseau de Bragg aléatoire de 8 cm et spectre de réflexion simulé d’un réseau de Bragg aléatoire de 8 cm contenant 50 sauts de phase distribués aléatoirement.....	75

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

OCT	Optical coherence tomography (tomographie à cohérence optique)
DFB	Distributed feedback (à rétroaction distribuée)
UV	Ultra-violet

LISTE DES ANNEXES

ANNEXES A - PRÉSENTATIONS ET PUBLICATIONS EFFECTUÉES AU COURS DE LA MAÎTRISE	85
ANNEXES B - PROGRAMMES DE SIMULATION DE RÉSEAUX DE BRAGG MATLAB.....	86

INTRODUCTION

Historique des réseaux de Bragg

L'histoire de la découverte de la photosensibilité des fibres optiques et des réseaux de Bragg à fibre est de celles où des circonstances particulières lors d'une expérience ayant un tout autre but donnèrent par hasard naissance à un développement technologique important¹. En 1978, Ken Hill du Centre Canadien de Recherche en Communication fit l'étrange découverte que le signal de réflexion d'un laser argon à l'intérieur d'une fibre dopée au germanium augmentait avec le temps [1]. Il fut par la suite découvert que la réflexion de Fresnel à l'extrémité de la fibre engendrait une onde stationnaire à l'intérieur de la fibre. Cette onde stationnaire était en quelque sorte « imprimée » sous forme d'un motif périodique d'indice de réfraction, formant le réseau de Bragg. Le mécanisme derrière la formation de cette structure fut attribué à l'absorption à deux photons du laser argon de 488 nm qui correspondait à une longueur d'onde de 244 nm à laquelle le verre est photosensible [2].

Le développement des méthodes holographiques de fabrication des réseaux de Bragg permirent d'en faciliter grandement l'écriture tout en améliorant la qualité et la flexibilité [3-7]. Ces méthodes se basent sur l'utilisation d'un masque de phase servant à séparer un faisceau laser UV incident pour obtenir une figure d'interférence à la fibre. Le masque de phase devient alors en quelque sorte une image du réseau de Bragg qui pourra être imprimé

1. On peut penser au four à micro-onde dont le principe aurait été découvert après que du chocolat ait été laissé sur un guide d'ondes. Le transistor a aussi été découvert accidentellement lorsqu'en étudiant le comportement des électrons à l'interface entre un métal et un semi-conducteur, John Bardeen, William Shockley et Walter Brattain firent la constatation que leur composant permettait d'amplifier un signal d'entrée.

dans la fibre.

Les réseaux de Bragg fabriqués de la sorte sont maintenant omniprésents dans une myriade d'applications. En télécommunications, ils sont utilisés dans les systèmes de multiplexage en longueur d'onde, comme compensateurs de dispersion ainsi que comme égalisateurs de gain optique [8-10]. Ils permettent aussi d'obtenir les cavités optiques nécessaires à la réalisation de lasers à fibre, lesquels ont pris une grande importance économique au cours des dernières années, remplaçant plusieurs des lasers conventionnels [11]. Leur grande sensibilité aux contraintes physiques et aux variations de température a également permis d'en faire des capteurs spécialisés pour des applications biomédicales, civiles ou militaires [12-14].

Objectifs

Les techniques de fabrication conventionnelles, quoiqu'étant très bien maîtrisées, présentent certaines limitations quant à certains paramètres du réseau. Particulièrement, la longueur d'un réseau de Bragg est limitée par la longueur même du masque de phase, dépassant rarement 10 cm. Les paramètres d'« apodisation » et de « chirp » sont aussi quelque peu limités par les techniques conventionnelles. L'apodisation, pouvant être définie comme étant le profil longitudinal de contraste d'indice du réseau, peut être obtenue à l'aide d'une perturbation mécanique lors de la fabrication [15]. Le chirp du réseau, représentant la variation continue de la périodicité du réseau, est quant à lui limité au chirp du masque de phase, nécessitant un masque de phase sur mesure pour un certain chirp désiré.

Des réseaux de Bragg ultra-longs (>10 cm) ont d'abord été fabriqués en juxtaposant plusieurs réseaux de Bragg d'une certaine longueur écrits séquentiellement [16]. Quelques techniques plus élaborées ont été développées au cours des dernières années avec comme but premier de fabriquer des réseaux de Bragg ultra-longs en éliminant la dépendance au masque de phase. Quelques unes de ces techniques se basent sur une

approche séquentielle où la fibre est périodiquement exposée après un déplacement d'un nombre entier de périodes [17]. En contrôlant les paramètres d'expositions dans le temps, il est possible d'obtenir un réseau sur mesure de chirp arbitraire, mais l'apodisation devient difficile à réaliser. La stabilité de la puissance des impulsions lasers, la stabilité de la vitesse de déplacement de la fibre et la précision de la période du réseau limite la qualité de réseau pouvant être atteinte. Une autre approche récente [18] consiste à surveiller la position de la fibre avec la diffraction d'un faisceau perpendiculaire à la fibre et de juxtaposer des sous-réseaux fabriqués avec des techniques conventionnelles.

Plus récemment, une technique basée sur un obturateur électro-optique fut démontrée par Liu *et al.* [19]. En ayant recours à un obturateur rapide pour périodiquement exposer la fibre en mouvement, il est possible de remplacer un laser pulsé par un laser continu pour obtenir une plus grande précision.

Ces techniques ont été motivées par de nombreuses applications telles que la compensation de dispersion pour les liens de télécommunications [8] ou pour les systèmes de tomographie en cohérence optique (OCT) [9], les lasers à fibre DFB [20], les multiplexeurs à faible largeur de bande [21] ainsi que les filtres d'amplitude et de phase désirée pour le remodelage d'impulsions [22].

L'objectif du projet de maîtrise était de développer une technique permettant de fabriquer des réseaux de Bragg longs et de profils arbitraires. La technique proposée peut être considérée comme une variation de l'approche séquentielle, mais dotée d'une plus grande flexibilité. Plutôt que de périodiquement exposer la fibre au rayonnement UV, deux modulateurs de phase électro-optiques sont introduits dans les deux bras de l'interféromètre pour synchroniser le déplacement des franges d'interférence avec la vitesse de la fibre. Une technique similaire basée sur des miroirs montés sur des cristaux piézoélectriques agissant comme des modulateurs de phase a déjà été proposée par

Petermann *et al.* [23]. Cette méthode permet une écriture continue du réseau avec comme avantage d'obtenir beaucoup plus d'impulsions pour une certaine section du réseau qu'avec une méthode séquentielle. Le changement d'indice est alors plus important et plus stable sur toute la longueur du réseau sans avoir recours à un laser continu. La puissance UV peut être maintenue relativement basse, prévenant ainsi des dommages physiques à la fibre et éliminant potentiellement le besoin d'un système de positionnement précis, étant donné qu'une seule exposition peut être suffisante. Le recours à des modulateurs de phase électro-optiques plutôt que mécaniques a le potentiel d'obtenir une plus grande précision ainsi qu'une plus grande flexibilité d'écriture. La période du réseau peut alors être contrôlée à l'aide de la fréquence du signal appliqué, tandis que l'apodisation peut être contrôlée à l'aide de l'amplitude du signal.

Méthodologie

Plusieurs étudiants ont contribué au projet en réalisant quelques unes des étapes préliminaires à la fabrication des réseaux de Bragg. La première étape du projet fut de vérifier que les modulateurs électro-optiques avaient un comportement linéaire. En effet, pour que le mouvement des franges d'interférence soit continu, la différence de phase induite doit être linéaire en fonction du voltage appliqué. Ceci fut complété par Cédric Pruche lors d'un stage au laboratoire. Il fut ensuite démontré par Lucian Bojor et John Machecler qu'il était possible d'obtenir un mouvement continu des franges d'interférence.

À l'aide du logiciel LABVIEW, des programmes de contrôle furent développés afin de synchroniser le mouvement du moteur de translation avec celui des franges par l'entremise d'un générateur de fonctions. Divers moteurs furent testés afin d'obtenir de meilleurs résultats. Les divers composants de l'interféromètre furent aussi développés afin de maximiser la précision de l'alignement optique ainsi que du mouvement de la fibre optique.

Des réseaux de Bragg uniformes et courts furent d'abord tentés afin d'optimiser le montage et d'en tester les capacités. La formation des réseaux de Bragg en fonctions des divers paramètres d'écriture fut ensuite modélisée à l'aide du logiciel MATLAB ce qui permit d'étudier la formation de réseaux de profils arbitraires.

Résultats

Les premières tentatives de fabrications de réseaux de Bragg uniformes furent à première vue décevantes, les spectres obtenus ne correspondant pas avec la théorie. Il fut par la suite déduit que ces résultats étaient le fruit d'erreurs aléatoires distribuées dans le réseau qui engendraient un effet nommé localisation de la lumière, phénomène analogue à la localisation d'Anderson dans les solides qui valu à Phillip Anderson le prix Nobel en 1997 [24].

Il fut par la suite possible de réduire ces erreurs suffisamment pour obtenir des réseaux de Bragg uniformes relativement conformes à ce que prédit la théorie. Il fut déduit que le principal facteur limitant la qualité des réseaux de Bragg était l'instabilité de la vitesse de déplacement de la fibre. Finalement, des réseaux de Bragg chirpés ont été fabriqués pour démontrer qu'il était possible de faire des réseaux de profils arbitraires comme les calculs de modélisation du processus d'écriture le prédisaient.

Structure du mémoire

Le mémoire présente cinq chapitres. Le premier chapitre présente un résumé des méthodes de fabrication de réseaux de Bragg communément utilisées. Le phénomène de la photosensibilité du verre qui permet d'inscrire les réseaux de Bragg dans les fibres optiques y est aussi expliqué. Le second chapitre adresse la théorie des réseaux de Bragg. À l'aide de la théorie des modes couplés, il est démontré comment une perturbation périodique de l'indice de réfraction dans le cœur d'une fibre optique permet de réfléchir la lumière. Les diverses quantités relatives aux réseaux de Bragg y sont

dérivées et les différents types de réseaux de Bragg y sont aussi présentés. La technique de fabrication de réseaux de Bragg étudiée au cours de ce mémoire est ensuite présentée en détail au chapitre 3. Les concepts de base ainsi qu'une modélisation du processus d'écriture y sont abordés. Le chapitre 4 présente les divers éléments du montage expérimental. Finalement, le chapitre 5 présente les résultats expérimentaux et leur interprétation.

CHAPITRE 1. FABRICATION HOLOGRAPHIQUE DE RÉSEAUX DE BRAGG

Ce chapitre présente diverses méthodes de fabrication holographique des réseaux de Bragg. La photosensibilité des verres est d'abord abordée pour ensuite couvrir les aspects techniques de la fabrication. Les méthodes communément utilisées dans les institutions de recherche et dans l'industrie sont survolées en mettant l'accent sur leurs avantages et limitations.

1.1 Photosensibilité

La fabrication des réseaux de Bragg à fibre a d'abord été possible grâce à la photosensibilité des verres. Lorsqu'on expose un verre photosensible à une radiation, il est possible d'induire un changement de l'indice de réfraction du verre. Ceci est dû à des changements dans la structure du verre grâce à la création de défauts. D'autres phénomènes physiques peuvent engendrer un changement dans l'indice de réfraction, mais la photosensibilité possède la particularité d'être un changement permanent.

L'indice de réfraction possède une partie réelle et une partie imaginaire. La partie réelle est associée à la vitesse de phase de la lumière, tandis que la partie imaginaire est associée à l'absorption de la lumière. Dans le verre, on néglige généralement la partie imaginaire étant donné sa faible importance. Les deux quantités sont liées par la relation de Kramers-Kronig [25]:

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

impliquant qu'un changement dans l'absorption $\Delta\alpha_i$ du verre à une certaine longueur λ' d'onde occasionne aussi un changement de l'indice de réfraction Δn à une autre longueur d'onde λ . Dans le cas de la fabrication des réseaux de Bragg, un changement dans

l'absorption UV engendrera un changement de la partie réelle de l'indice de réfraction dans l'infrarouge.

Il est aussi possible d'expliquer plus concrètement la photosensibilité du verre par trois phénomènes se produisant simultanément sous l'exposition UV. Le premier de ces phénomènes est la formation des centres de couleur de type GeE' qui sont des défauts dans la structure du verre reliés à l'absence d'un atome d'oxygène sur un site. Ils sont appelés ainsi parce qu'ils peuvent colorer des milieux autrement transparents. Le second phénomène est le relâchement de contraintes internes du verre prenant origine dans le procédé de fabrication de la fibre optique. Finalement, la formation d'un autre type de centre de couleur, GeH, est aussi responsable d'un changement dans l'absorption dans les verres ayant été hydrogénés.

Le verre utilisé dans la fabrication de fibre optique est un verre d'une haute pureté permettant la propagation sur de longues distances avec pertes minimales. Néanmoins, de nombreux défauts dans la structure du verre sont inhérents au procédé de fabrication, rendant le verre inhomogène localement. Particulièrement, le germanium, utilisé pour obtenir le saut d'indice nécessaire afin de former le cœur de la fibre optique, peut créer des défauts qui lorsqu'illuminé par une radiation UV, modifieront localement la structure du verre. La présence de germanium dans la fibre optique aura donc tendance à rendre celle-ci plus photosensible. D'autres dopants auront un effet similaire ; notamment le bore et plus particulièrement l'hydrogène. La présence d'hydrogène dans le verre permet d'obtenir la plus grande photosensibilité (jusqu'à 0.01). L'hydrogène est introduit en plaçant la fibre optique dans un environnement d'hydrogène sous haute pression pendant plusieurs jours. La fibre doit ensuite demeurer à faible température (inférieure à -40°C) pour éviter que l'hydrogène ne diffuse naturellement vers l'extérieur.

Il est à noter qu'on distingue plusieurs types de changement d'indice de réfraction par photosensibilité. Un réseau de Bragg de type I sera formé à relative faible intensité. Un réseau de type II implique un dommage physique à la fibre et est formé lorsque l'énergie du

laser dépasse 30 mJ. Un troisième type plus complexe, dit de type IIA, implique une longue exposition à de faibles intensités sur une fibre non-hydrogénée. Il est à noter que les réseaux de Bragg dont fait l'objet ce mémoire sont de type I et que la fibre utilisée est dopée au germanium et n'a pas subi le processus d'hydrogénation.

1.2 Survol des méthodes actuelles

La fabrication des réseaux de Bragg s'est pratiquement élevée en tant qu'art depuis son invention il y a 30 ans [1]. En décrire toutes les subtilités serait une longue entreprise, la présente section n'en est donc qu'un simple survol.

Les réseaux de Bragg sont obtenus en inscrivant une modulation périodique de l'indice de réfraction à l'aide d'une source UV intense. Plusieurs techniques différentes sont utilisées à cette fin parmi lesquelles on peut distinguer les méthodes holographiques et les méthodes n'ayant pas recours à une interférence. Ces dernières étant relativement peu utilisées, la présente section s'intéressera aux méthodes holographiques de fabrication de réseau de Bragg. Par holographie, on entend la création d'une figure d'interférence à l'aide d'un faisceau laser précédemment divisé.

La méthode de fabrication de réseau de Bragg par interférométrie à phase variable de type pousser/tirer explicitée plus loin possède la particularité de ne pas être limitée par la longueur du masque de phase, mais plutôt par la longueur du système de translation. En ce sens, les méthodes limitées par la longueur du masque de phase seront d'abord décrites pour ensuite distinguer celles étant limitées par la longueur du système de translation.

1.2.1 Méthodes limitées par la longueur du masque de phase

Les masques de phase sont un élément clé dans les montages de fabrication de réseaux de Bragg. Un masque de phase est un réseau de diffraction gravé sur la surface d'une lame de verre transparent à l'UV tel que le montre la figure 1. Le masque de phase est conçu de telle sorte qu'un faisceau incident sera diffracté en grande partie dans les ordres +1 et -1.

L'intensité demeurant dans l'ordre 0 est minimisée de par la profondeur des fentes du réseau.

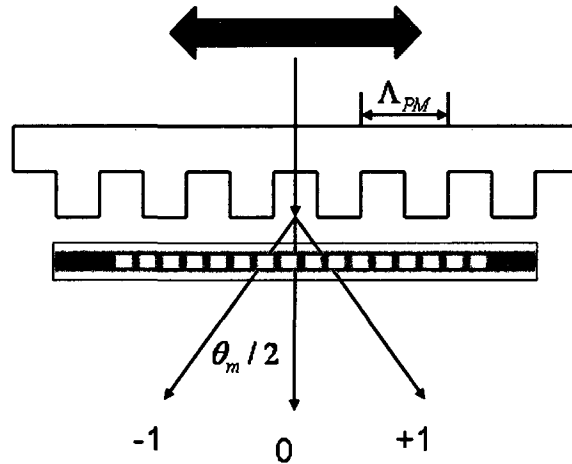


Figure 1 – Schéma d'un masque de phase en mode -1/+1.

L'angle des faisceaux d'ordre m peut être calculé à l'aide de l'équation suivante :

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

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

Un réseau de Bragg peut être fabriqué en plaçant une fibre photosensible directement derrière le masque de phase à une faible distance de celui-ci [26]. Le masque et la fibre sont ensuite balayés pour obtenir la longueur de réseau voulue. La fibre est alors soumise à une figure d'interférence de période :

$$\Lambda_g = \frac{\lambda_{uv}}{2n_{uv} \sin \frac{\theta_m}{2}} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (3)$$

Cette technique possède l'avantage d'être particulièrement simple à mettre en place. L'alignement optique nécessaire étant limité, il est aisé d'obtenir des réseaux de Bragg de grande qualité. Le réseau de Bragg obtenu aura une période :

$$\Lambda_g = \frac{N\lambda_{Bragg}}{2n_e} = \frac{\Lambda_{pm}}{2} \quad (4)$$

La longueur d'onde de Bragg est donc restreinte par la période du masque de phase, rendant cette méthode peu flexible. Il est possible d'obtenir une certaine flexibilité quant à la longueur d'onde de Bragg en soumettant la fibre à une tension pour l'étirer. Autrement, il est nécessaire d'avoir recours à d'autres masques de phase pour inscrire une longueur d'onde éloignée ou simplement supérieure, ce qui peut s'avérer coûteux. Une attention particulière doit aussi être portée pour que la fibre ne soit pas en contact direct avec le masque de phase, celle-ci pouvant endommager le masque.

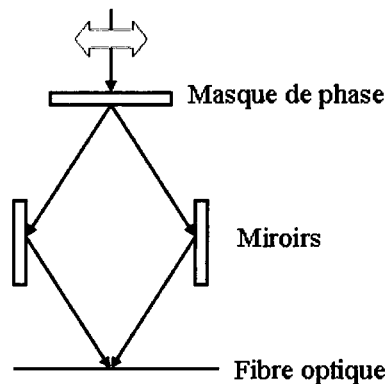


Figure 2 – Schéma d'un interféromètre Talbot.

Il est possible de contourner ces dernières limitations en utilisant le masque de phase pour former un interféromètre de type Talbot [27]. Le masque de phase est alors utilisé comme diviseur de faisceau tel qu'illustré à la figure 2. Le masque de phase permet alors de définir la longueur d'onde étant inscrite avec des miroirs en configuration parallèle. En modifiant l'orientation des miroirs de l'interféromètre, il devient possible d'ajuster la période de la figure d'interférence et donc de la longueur d'onde de Bragg étant inscrite.

En éloignant la fibre des miroirs, la longueur d'onde de Bragg augmente et inversement en l'approchant. La longueur d'onde de Bragg peut être obtenue avec l'équation (4) pour des miroirs parallèles. Pour obtenir la longueur d'onde de Bragg en fonction d'une variation d'angle de ceux-ci, l'équation suivante peut être utilisée :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{\text{Bragg}}} = \frac{\Delta\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \quad (5)$$

où θ est l'angle initial, $\Delta\theta$ la variation d'angle, λ_{Bragg} la longueur d'onde de Bragg initial et $\Delta\lambda$ la variation de la longueur d'onde de Bragg. Ces méthodes permettent d'obtenir des réseaux ayant une forte réflexion étant donné qu'il est aisé d'effectuer plusieurs balayages de la fibre. Il est aussi possible d'obtenir une apodisation arbitraire avec cette méthode en plaçant le masque de phase sur une monture piézo-électrique vibrante afin de diminuer le contraste des franges [15]. Il est aussi possible d'obtenir des sauts de phase avec une approche similaire. Par contre pour l'obtention d'un chirp, il est nécessaire encore une fois d'avoir un masque spécialement conçu à cet effet.

1.2.2 Méthodes limitées par la longueur du système de translation

La longueur des masques de phase ne dépasse communément pas les 10 cm, leur fabrication devenant alors plus complexe [28]. Pour palier à cette limitation, différentes techniques ont été imaginées. L'idée centrale derrière la plupart de ces techniques est de déplacer la fibre optique plutôt que de déplacer le faisceau à travers le masque de phase,

déplaçant ainsi la limitation au système de translation. Ce dernier peut aisément être conçu pour être déplacé sur une distance beaucoup plus longue que le masque de phase.

La présente section offre un résumé de trois techniques permettant de fabriquer des réseaux de Bragg ultra-longs et potentiellement de profil arbitraire. Il est à noter qu'il existe d'autres techniques, mais ces techniques semblent être les plus simples et efficaces et elles permettent d'efficacement mettre en contexte la technique proposée plus loin.

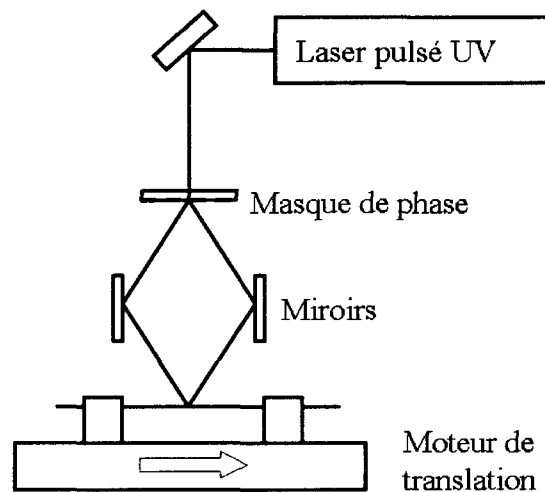


Figure 3 – Schéma du montage proposé par Asseh *et al.* [17]

La première technique illustrée à la figure 3 fut proposée par Asseh *et al.* [17]. Elle consiste à périodiquement exposer une fibre à une impulsion laser après un déplacement équivalent à N périodes dans un interféromètre en configuration Talbot. En contrôlant le temps entre les irradiations de la fibre, il est possible d'obtenir des réseaux ayant un chirp, une apodisation ou des sauts de phase arbitraires. La stabilité de la puissance des impulsions lasers, la stabilité de la vitesse de déplacement de la fibre et la précision de la période du réseau limite la qualité de réseau pouvant être atteinte.

Récemment, Liu *et al.* [19] ont proposé une technique similaire à la précédente, mais utilisant un obturateur électro-optique afin d'exposer périodiquement la fibre optique. Ceci permet le recours à un laser opérant en mode continu plutôt que pulsé, offrant ainsi une plus

grande stabilité quant à la puissance irradiée. Cet obturateur électro-optique possède aussi l'avantage d'être beaucoup plus rapide qu'un obturateur mécanique, permettant ainsi de déplacer le réseau à une plus grande vitesse et d'abrèger le temps de fabrication.

Finalement, Petermann *et al.* [23] ont proposé une technique quelque peu complexe à réaliser, mais conceptuellement similaire à la technique proposée plus loin. Cette technique propose de monter les miroirs de l'interféromètre sur des montures piézo-électriques pour en faire des modulateurs de phase. Cette méthode permet d'obtenir un mouvement quasi-continu des franges d'interférence. La figure 4 illustre ce montage. La position du moteur est mesurée à l'aide d'un interféromètre, puis renvoyée à un ordinateur contrôlant la vitesse de déplacement du moteur, le signal électrique appliqué aux cristaux piézo-électriques et l'ouverture de l'obturateur.

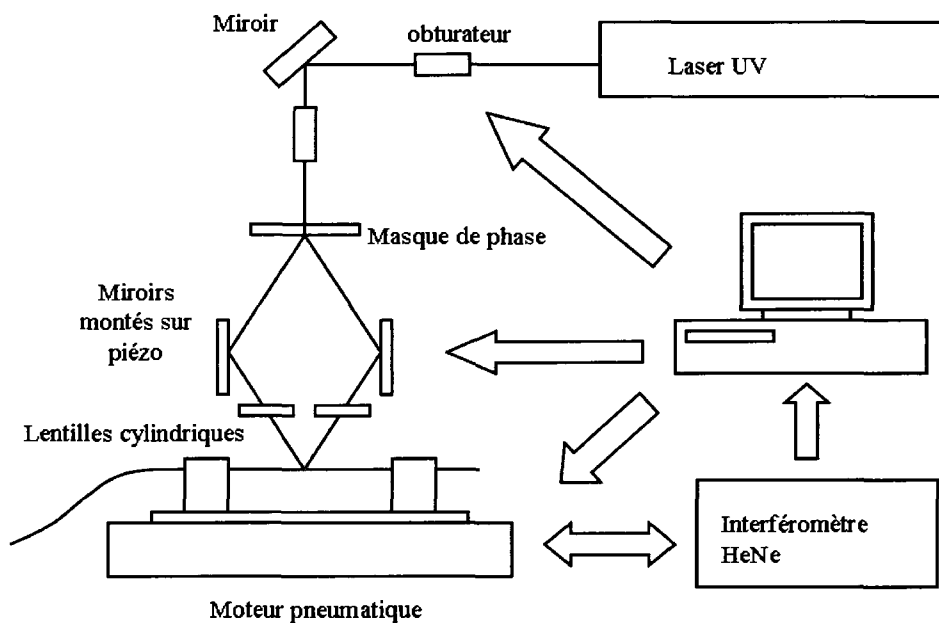


Figure 4 – Schéma du montage proposé par Petermann *et al.* Ref. [23].

Il est à noter que la qualité du système de translation est particulièrement critique pour la réalisation des techniques précédentes, les auteurs ayant recours à des moteurs

pneumatiques de haute qualité éliminant les instabilités et ayant une résolution de quelques nanomètres. Ceci est en contraste avec les méthodes limitées par le masque de phase où un système de translation standard était nécessaire pour déplacer le faisceau. Ceci s'explique du fait qu'une erreur dans le mouvement de la fibre se répercutera directement dans le profil du réseau de Bragg étant donné que cela équivaut à une perturbation de tout l'interféromètre, contrairement au cas opposé. Ces techniques sont donc beaucoup plus complexes à réaliser que les techniques conventionnelles, rendant la fabrication de réseaux de Bragg ultra-longs et de profil arbitraire peu courante en industrie.

CHAPITRE 2. THÉORIE DES RÉSEAUX DE BRAGG

Le présent chapitre se veut un bref résumé de théorie des réseaux de Bragg. Les phénomènes physiques en jeu et les équations fondamentales à leur compréhension y seront présentées. Les réseaux de Bragg uniformes et les divers types de réseaux non uniformes sont couverts successivement et des exemples de simulations numériques sont présentés. Pour une description plus détaillée, le lecteur peut se référer à l'ouvrage *Fiber Bragg Gratings* de Raman Kashyap dont ce résumé est inspiré [25].

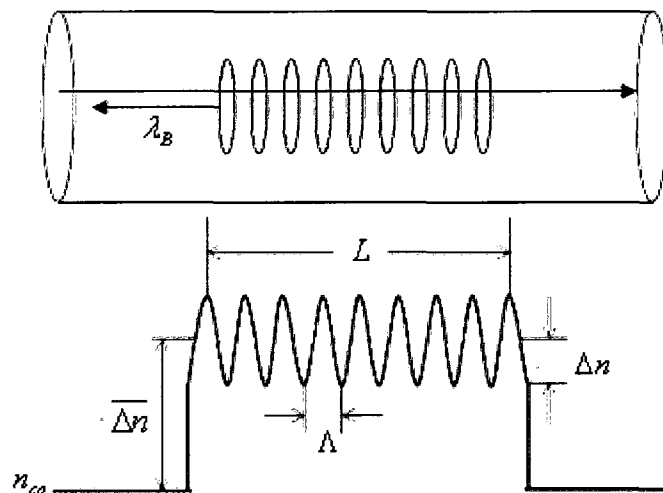


Figure 5 – Représentation schématique d'un réseau de Bragg à fibre. λ_B : longueur d'onde de Bragg, L : longueur du réseau, n_{co} : indice du cœur, Δn : indice de modulation, $\overline{\Delta n}$: indice moyen, Λ : période du réseau.

2.1 Réseaux de Bragg uniformes

Le comportement des réseaux de Bragg est généralement décrit par la théorie des modes couplés. Elle permet aisément et intuitivement de déduire les propriétés optiques des réseaux de Bragg. Étant donné que sa dérivation est tout de même longue, on ne présente ici que les relations pertinentes à notre analyse et non une dérivation complète de la théorie des modes couplés. La figure 5 illustre les diverses quantités importantes dans l'analyse des réseaux de Bragg.

2.1.1 Accord de phase

L'exposition d'une fibre optique photosensible aux rayons UV entraîne un changement d'indice sinusoidal dans le cœur de la fibre. Selon la théorie des modes couplés, une perturbation périodique peut entraîner un couplage entre différents modes de propagation si la condition d'accord de phase est respectée. La condition s'exprime comme suit :

$$\beta_1 = \beta_2 \quad (6)$$

où β_1 et β_2 représentent les constantes de propagations des modes. En ce sens, la condition d'accord de phase découle directement du principe de conservation de la quantité de mouvement. Le désaccord de cette condition s'exprime comme :

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \quad (7)$$

La condition $\Delta\beta = 0$ sera obtenue grâce à l'ajout à l'équation d'un terme représentant la perturbation périodique du réseau :

$$\Delta\beta = \beta_1 \pm \beta_2 - \frac{2\pi N}{\Lambda} \quad (8)$$

où Λ est la période de la perturbation et N un nombre entier. Dans le cas des réseaux de Bragg, on désire coupler deux modes de propagations opposés, donc de signes opposés. Le

signe de l'équation (8) sera alors positif. Dans le cas d'un couplage impliquant deux modes ayant la même direction de propagation, le signe sera négatif et la période nécessaire au couplage sera alors beaucoup plus grande, on parlera alors de réseaux à longs pas.

2.1.2 Réflectivité

La théorie des modes couplés permet de déduire deux équations différentielles couplées décrivant le comportement des amplitudes des deux modes de propagations au long du réseau de Bragg :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i\kappa_{dc} A_1 - i\kappa_{ac}^* B_2 e^{i(\Delta\beta z - \phi(z))} \quad (9)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial z} = i\kappa_{dc} B_2 + i\kappa_{ac} A_1 e^{-i(\Delta\beta z - \phi(z))} \quad (10)$$

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. κ_{dc} est une constante de couplage associée au changement d'indice moyen du mode $\overline{\Delta n}$:

$$\kappa_{dc} = \frac{4\pi\eta\overline{\Delta n}}{\lambda} \quad (11)$$

où $\eta \approx 1$ représente la valeur de l'intégrale de recouvrement des modes couplés (unitaire dans le cas de modes identiques). La partie imaginaire de κ_{dc} peut représenter des pertes d'absorption, de diffusion ou un gain tandis que la partie réelle influencera la phase du mode. κ_{ac} est une constante de couplage associée à la modulation d'indice Δn et tenant compte de la visibilité ν . Dans le cas d'un réseau de Bragg couplant des modes identiques, mais de direction de propagation opposée, les constantes de couplage sont reliées :

$$\kappa_{ac} = \frac{\nu}{2} \kappa_{dc} \quad (12)$$

Pour résoudre les équations (9) et (10), on fait d'abord le changement de variable suivant :

$$R = A_1 e^{-i(\Delta\beta z - \phi(z))/2} \quad (13)$$

$$S = B_2 e^{i(\Delta\beta z - \phi(z))/2} \quad (14)$$

Après avoir dérivé l'équation (10), on peut substituer les équations (13) et (14) dans les équations (9) et (10) pour obtenir une deuxième paire d'équations couplées :

$$\frac{dR}{dz} + i \left[\kappa_{dc} + \frac{1}{2} \left(\Delta\beta - \frac{d\phi(z)}{dz} \right) \right] R = -i\kappa_{ac}^* S \quad (15)$$

$$\frac{dR}{dz} + i \left[\kappa_{dc} + \frac{1}{2} \left(\Delta\beta - \frac{d\phi(z)}{dz} \right) \right] R = -i\kappa_{ac}^* S \quad (16)$$

La solution analytique de ces équations peut être obtenue en considérant que $d\phi(z)/dz = 0$ (c'est-à-dire que le réseau est uniforme et sans chirp), que la visibilité est $v = 1$ et qu'ainsi, $\kappa_{ac} = \kappa_{dc} / 2$.

L'amplitude réfléchie est calculée à l'entrée du réseau :

$$\rho = \frac{S(0)}{R(0)} = \frac{-\kappa_{ac} \sinh(\alpha L)}{\delta \sinh(\alpha L) - i\alpha \cosh(\alpha L)} \quad (17)$$

où :

$$\delta = \kappa_{dc} + \frac{1}{2} \left(\Delta\beta - \frac{d\phi(z)}{dz} \right) \quad (18)$$

et :

$$\alpha = \sqrt{|\kappa_{ac}|^2 - \delta} \quad (19)$$

On peut ainsi obtenir l'expression de la réflectivité du réseau de Bragg uniforme :

$$|\rho|^2 = \frac{|\kappa_{ac}|^2 \sin^2(\alpha L)}{\delta^2 - |\kappa_{ac}|^2 \cos^2(\alpha L)} \quad (20)$$

À la longueur d'onde d'accord de phase, $\delta = 0$ et on obtient finalement :

$$|\rho|^2 = \tanh^2(\kappa_{ac} L) \quad (21)$$

Il est intéressant de noter que la longueur d'onde présentant la réflexion maximale n'est pas tout à fait la longueur d'onde de Bragg, mais à une longueur d'onde supérieure :

$$\lambda_{\max} = \lambda_B \left(1 + \frac{\eta \overline{\Delta n}}{n} \right) \quad (22)$$

Ceci est dû au fait que l'indice moyen $\overline{\Delta n}$ augmente continuellement avec un changement d'indice positif. La longueur d'onde de Bragg est définie d'après la condition d'accord de phase $\Delta\beta = 0$:

$$\lambda_B = 2n_e \Lambda \quad (23)$$

Un exemple de spectre de réflexion théorique est illustré à la figure 6.

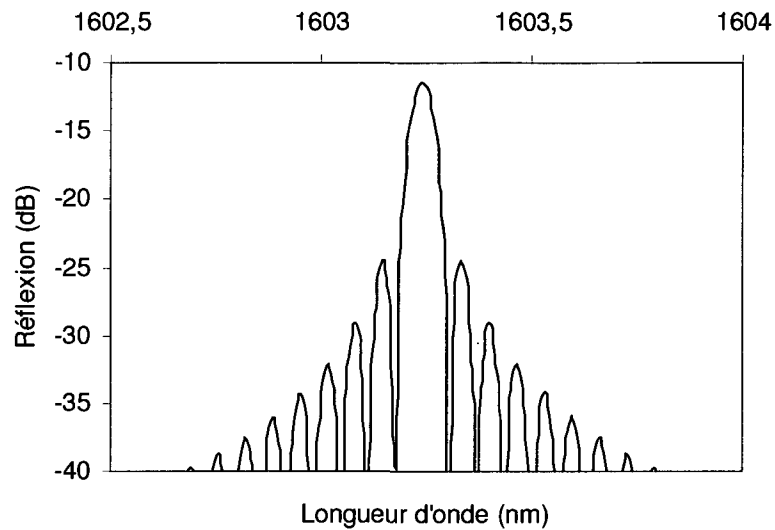


Figure 6 – Exemple d'un spectre de réflexion d'un réseau de Bragg uniforme de 14 mm calculée à l'aide du logiciel MATLAB.

2.1.3 Largeur de bande

La largeur de bande d'un réseau de Bragg, i.e. l'intervalle de longueur d'onde entre les deux premiers zéros de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg, peut être calculée à partir de l'équation (17). On pose d'abord pour obtenir la position spectrale du premier zéro :

$$\alpha L = \sqrt{\kappa_{ac}^2 - \delta^2} L = i\pi \quad (24)$$

en réarrangeant :

$$(\kappa_{ac}^2 - \delta^2) L^2 = -\pi^2 \quad (25)$$

Puis en isolant δ :

$$\delta = \frac{1}{L} \sqrt{\kappa_{ac}^2 L^2 + \pi^2} \quad (26)$$

À partir de l'équation (18), on pose $\kappa_{dc} = 0$ et $d\phi/dz = 0$ pour obtenir :

$$\delta = \frac{\Delta\beta}{2} \quad (27)$$

Il est alors possible de déterminer la position du premier zéro par rapport au maxima :

$$\Delta\beta L = 2\sqrt{\kappa_{ac}^2 L^2 + \pi^2} \quad (28)$$

À partir de l'équation (8), on peut remplacer $\Delta\beta$ dans l'équation (28) par:

$$\Delta\beta = \frac{4\pi n_e (\lambda_B - \lambda)}{\lambda \lambda_B} \approx \frac{4\pi n_e \Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (29)$$

Pour finalement obtenir la distance la largeur de bande du réseau de Bragg :

$$2\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\pi n_e L} \sqrt{(\kappa_{ac} L)^2 + \pi^2} \quad (30)$$

Il est possible de simplifier l'équation précédente selon l'ordre de grandeur de $\kappa_{ac} L$. Dans le cas où $(\kappa_{ac} L)^2 \ll \pi^2$, l'équation (30) s'approxime comme étant:

$$2\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2}{n_e L} \quad (31)$$

La largeur de bande devient alors inversement proportionnelle à la longueur du réseau de Bragg. On parlera alors d'un réseau faible.

Dans le cas inverse où $(\kappa_{ac} L)^2 \gg \pi^2$, l'équation (30) s'approxime alors comme étant :

$$2\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2 \kappa_{ac}}{\pi n_e} \quad (32)$$

La largeur de bande devient alors uniquement fonction de la constante de couplage, κ_{ac} . Dans ce cas, on parle d'un réseau fort. Le réseau est alors suffisamment réflecteur pour que l'onde ne se propage plus sur toute sa longueur.

2.2 Réseaux de Bragg non uniformes

Les réseaux de Bragg uniformes peuvent de nos jours être aisément fabriqués, mais la plupart des réseaux de Bragg utilisés en télécommunications en tant que capteurs sont non uniformes. En effet, pour obtenir des propriétés spectrales intéressantes, il est souvent nécessaire de modifier les paramètres au long d'un réseau. La présente section aborde les trois principales modifications pouvant être appliquées aux réseaux de Bragg : l'apodisation, le chirp et les sauts de phase. Il est à noter que ces modifications peuvent aussi apparaître d'elles-mêmes comme des erreurs dans le processus de fabrication.

2.2.1 Apodisation

Le profil d'indice d'un réseau de Bragg tel que le présente la figure 5 peut être modélisé de la façon suivante :

$$\delta n(z) = \left[\overline{\Delta n} + \Delta n \cos \left(\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} \right) z + \phi(z) \right) \right] \quad (33)$$

On peut relier Δn à $\overline{\Delta n}$ à l'aide de la visibilité tel que $\Delta n = v \overline{\Delta n}$. L'équation (33) devient alors :

$$\delta n(z) = \overline{\Delta n} \left[1 + \frac{v}{2} \cos \left(\left(\frac{2\pi N}{\Lambda} \right) z + \phi(z) \right) \right] \quad (34)$$

Dans le cas d'un réseau uniforme, la visibilité v est constante tout au long du réseau, mais il est possible de fabriquer des réseaux ayant une visibilité variable $v(z)$. On parlera alors d'un réseau apodisé.

L'impact d'une telle modification peut être évident si l'on considère la réflexion du réseau avec une analyse de Fourier. Une telle analyse est justifiée dans le cas d'un réseau de Bragg faible tel que décrit dans la section précédente. Comme un réseau uniforme a une longueur finie, il possède un début et une fin abrupte. En faisant la transformée d'une telle structure rectangulaire, on obtient un spectre de type sinus cardinal tel que présenté à la figure 6. De la même façon, un profil de visibilité gaussien entraînera aussi un spectre d'allure gaussienne, permettant ainsi d'éliminer les lobes secondaires dans le spectre de réflexion comme l'ont démontré Matsuhara et al. [29]. Parmi les fonctions d'apodisation les plus couramment utilisées, on note le cosinus surélevé, la tangente hyperbolique et la gaussienne. L'apodisation d'un réseau de Bragg ne permet pas seulement d'éliminer les lobes secondaires du spectre de réflexion, elle affecte aussi sa dispersion.

L'apodisation est très utile dans les systèmes de démultiplexages, les lobes secondaires limitant la séparation spectrale étant donné qu'il peut exister des interactions non désirées entre les lobes des signaux voisins.

2.2.2 Réseaux de Bragg chirpés

Un réseau dit « chirpé » est un réseau possédant une période $\Lambda(z)$ variable. Ceci peut permettre d'obtenir une largeur de bande plus élevée et des caractéristiques dispersives. L'intérêt principal des réseaux de Bragg chirpés est d'ailleurs dans la compensation de dispersion [30]. On peut définir le chirp linéaire tel que :

$$\Delta\lambda_{chirp} = 2n_{eff} (\Lambda_{long} - \Lambda_{court}) \quad (35)$$

Il est possible d'approximer le délai comme étant linéaire :

$$\tau(\lambda) \approx \frac{(\lambda_{\text{Bragg}} - \lambda) 2L}{\Delta\lambda_{\text{chirp}} v_g} \quad (36)$$

où v_g est la vitesse de groupe de la lumière. Il devient alors possible de fabriquer des réseaux de Bragg spécifiquement conçus pour compenser la dispersion chromatique encourue dans une fibre optique après une certaine propagation. La figure 7 illustre un exemple d'un spectre de réflexion d'un réseau de Bragg chirpé et non apodisé.

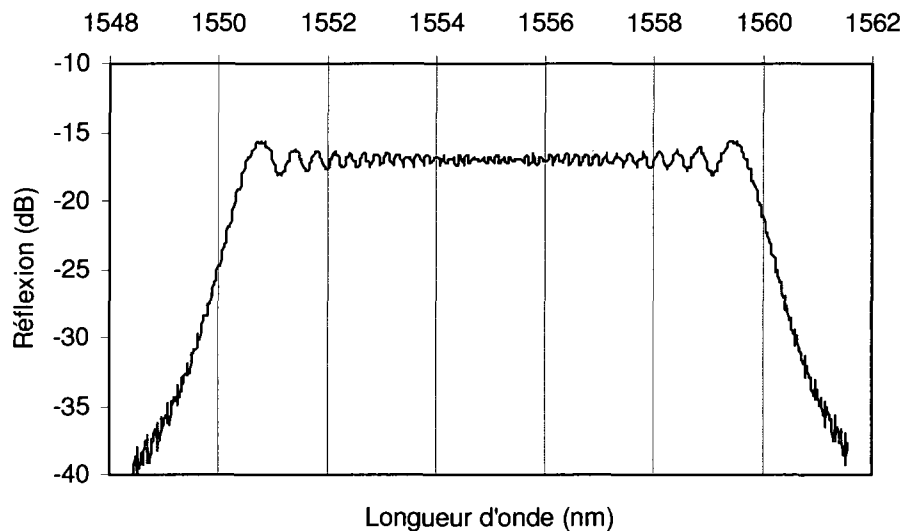


Figure 7 – Exemple d'un spectre de réflexion d'un réseau de Bragg chirpé de 5 cm ayant une longueur d'onde de Bragg variant de 1550 à 1560 nm calculée à l'aide du logiciel MATLAB.

Tout comme dans le cas des réseaux uniformes, le début et la fin abrupte d'un réseau chirpé entraînera la présence de lobes indésirables. Ceux-ci peuvent aussi être éliminés grâce à une apodisation appropriée.

2.2.3 Sauts de phase

Les sauts de phase sont des discontinuités dans la structure du réseau de Bragg. Ces sauts de phase causent une rupture dans l'accord de phase et peuvent ainsi modifier considérablement le spectre de réflexion. À titre d'exemple, l'introduction d'un saut de phase de $\lambda/4$ (correspondant à un déphasage de $\pi/2$) au centre d'un réseau de Bragg provoquera une résonance étroite à la longueur d'onde de Bragg, créant ainsi une structure DFB. La figure 8 illustre le spectre de réflexion d'un réseau de Bragg ayant un tel saut de phase.

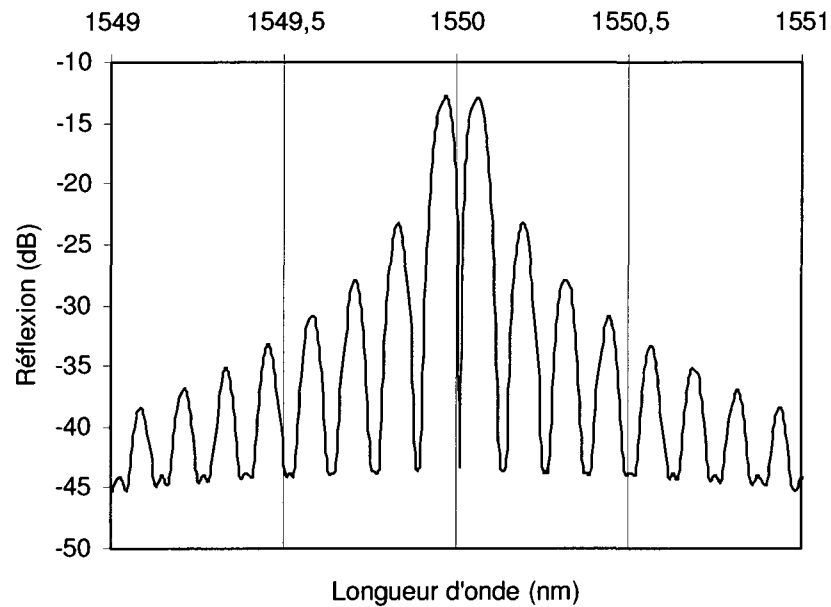


Figure 8 – Exemple d'un spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 1 cm de longueur d'onde de Bragg de 1550 nm présentant un saut de phase de $\pi/2$ calculée à l'aide du logiciel MATLAB.

On remarque que ce qui serait la longueur d'onde présentant la réflexion maximale dans un réseau de Bragg uniforme devient une bande étroite où la transmission est maximale. La position de cette bande étroite sur le spectre est fonction du saut de phase. Cette bande peut

être très étroite pour un réseau de longueur relativement faible. Il est possible d'exploiter cette particularité dans des applications nécessitant un filtre étroit sans avoir recours à un réseau de Bragg très long [31].

Ceci illustre aussi la délicatesse avec laquelle un réseau de Bragg doit être fabriqué. Un saut de phase peut émaner d'une région où le réseau n'est pas présent, d'une exposition à un faisceau UV uniforme ou d'un saut direct dans le profil du réseau. Il peut être inséré volontairement en montant le masque de phase sur un cristal piézo-électrique ou involontairement à cause de vibrations non désirées ou d'une saleté à la surface de la fibre.

2.3 Modélisation des réseaux de Bragg

Plusieurs méthodes permettent de calculer les spectres de réflexion et de transmission pour des réseaux non-uniformes. La présente section présente la méthode la plus couramment utilisée, la méthode de matrice de transfert [32]. Cette méthode est d'ailleurs utilisée au cours de ce mémoire pour calculer les spectres théoriques. C'est une approche simple, rapide et précise. Quelques exemples de programmes MATLAB sont présentés à l'annexe B.

La méthode des matrices de transfert divise le réseau en N sections auxquelles une matrice est associée. Ces sections sont considérées comme uniformes et de longueurs $dz = L/N$. La matrice associée à une section est :

$$t = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \quad (37)$$

où les divers coefficients calculés à l'aide de la méthode des modes couplés valent :

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

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

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

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

avec :

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

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

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

On peut ensuite multiplier les matrices correspondant à chaque section du réseau tel que :

$$T = t_N t_{N-1} \dots t_1 \quad (45)$$

Il est alors possible de calculer les propriétés d'un réseau de profil arbitraire en associant une matrice différente à chaque section. Il est important que chaque section comporte un nombre entier de périodes pour éviter d'introduire des sauts de phase ne faisant pas partis du réseau. Finalement les coefficients de réflexion et de transmission sont obtenus avec :

$$r = \frac{T_{21}}{T_{11}} \quad (46)$$

$$t = \frac{1}{T_{11}} \quad (47)$$

Cette méthode permet donc de retrouver l'amplitude réfléchie ou transmise ainsi que de retrouver l'information de la phase. Il est aussi possible d'insérer des matrices de sauts de phase dans l'équation (45) pour en déterminer l'effet.

CHAPITRE 3. NOUVELLE TECHNIQUE DE FABRICATION DE RÉSEAUX DE BRAGG

Le présent chapitre présente le principe de fonctionnement de la technique de fabrication proposée au cours de ce mémoire, i.e. par interférométrie à phase variable de type pousser/tirer. Une description générale du principe de fonctionnement est d'abord présentée. Le processus d'écriture y est ensuite numériquement modélisé à l'aide d'un modèle simple de photosensibilité afin de prédire le lien entre les paramètres d'écriture et les paramètres du réseau de Bragg.

3.1 Principe de fonctionnement

La technique se base sur l'insertion de modulateurs de phase électro-optiques dans chaque bras d'un interféromètre Talbot. Ces modulateurs de phase sont soumis à un signal haute-tension en dents de scie. L'amplitude du signal est choisie de telle sorte qu'un changement de phase de $\pm\pi$ est progressivement inséré dans chaque bras avant de subitement retomber à zéro, d'où l'interférométrie à phase variable de type pousser/tirer. De cette façon, il est possible d'obtenir un mouvement efficacement continu des franges d'interférence pouvant être synchronisé avec le mouvement de la fibre tel qu'illustré à la figure 9. En ce sens, cette technique est analogue à la technique proposée par Petermann *et al.* [23], mais offre plusieurs avantages par rapport à celle-ci et aux autres techniques d'exposition périodique de la fibre.

Étant donné que la fibre est continuellement exposée à l'irradiation UV, la puissance moyenne reçue tout au long du processus d'écriture demeure stable même avec une source pulsée. L'intensité UV peut alors demeurer en moyenne faible étant donné que l'exposition n'est pas périodique et que la source est pulsée. Ceci permet de prévenir des effets indésirables de l'élévation température induite, des dommages physiques au verre et peut

éliminer la nécessité d'un système de positionnement avancé pour effectuer plusieurs balayages de la fibre.

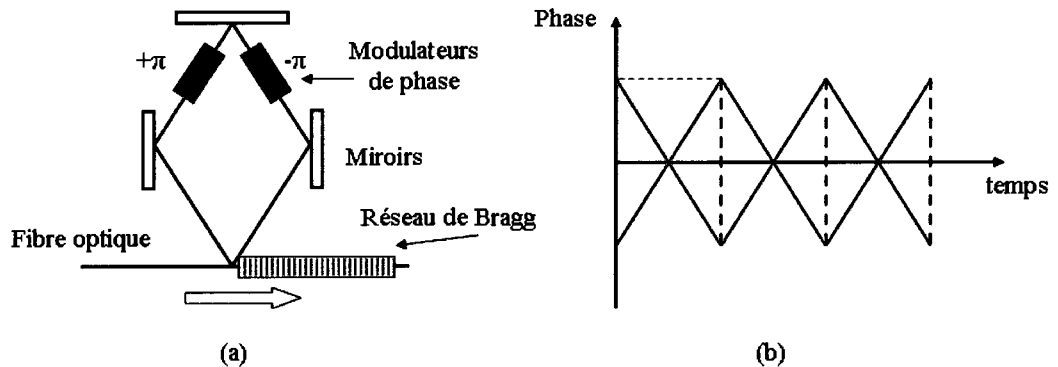


Figure 9 – (a) Schéma de l'interféromètre illustrant le principe utilisé pour l'obtention d'un mouvement des franges d'interférence. (b) Graphique de l'évolution temporelle de la phase associée à chaque modulateur de phase (en rouge et en bleu).

La technique possède aussi d'autres avantages intéressants. Elle ne présente aucune composante en mouvement, mis à part le mouvement de la fibre qui est aussi commun aux autres techniques de fabrication. Particulièrement, le système mécanique proposé par Petermann *et al.* [23] requiert l'alignement de plusieurs miroirs et est beaucoup plus complexe à réaliser. Selon leur technique, un interféromètre est utilisé pour déclencher le signal en dents de scie et les miroirs sont aussi montés sur des miroirs rotatifs afin d'imposer un chirp si désiré, contrairement à la technique proposée qui, comme le sera plus loin démontré, ne nécessite qu'un changement du voltage appliqué pour obtenir un chirp ou une apodisation. Les techniques mécaniques sont aussi limitées par la fréquence à laquelle le changement de phase peut être induit (~ 10 Hz), ce qui est significativement plus lent que la fréquence de modulation qu'il est possible d'atteindre optiquement ($> \text{kHz}$), permettant une inscription plus rapide.

3.2 Modélisation du processus d'écriture

La modélisation du processus d'écriture d'un réseau de Bragg uniforme est relativement simple. Elle consiste à calculer la vitesse de déplacement de la fibre étant synchronisée à une certaine fréquence de déplacement des franges d'interférence. On peut calculer cette vitesse à l'aide de la relation suivante :

$$v = \frac{M \lambda_B f}{2n_{eff}} \quad (48)$$

où M est le nombre de période du réseau étant déplacées durant une période de modulation de phase et f est la période de la fonction en dents de scie. L'indice effectif de la fibre doit être calculé avec soin afin d'obtenir la longueur d'onde de Bragg désirée. Une erreur dans la valeur de l'indice effectif est équivalente à un changement de fréquence ce qui équivaut, comme le sera démontré, à un changement dans la longueur d'onde de Bragg qui sera inscrite. L'indice effectif peut être calculé à l'aide de la différence entre les longueurs d'onde de Bragg mesurées et attendues.

Afin d'analyser l'effet sur le réseau d'une erreur dans les paramètres d'écriture et de déterminer les capacités de la technique à fabriquer des réseaux de profils arbitraires, une analyse plus détaillée du processus fut effectuée. On s'intéresse spécifiquement à la relation entre la fréquence et l'amplitude du signal en dent de scie et les paramètres du réseau tels que la période et la visibilité.

Pour $M = 1$, l'équation (48) peut se réécrire $v = \Lambda f$. Cette équation est en quelque sorte équivalente à l'équation pour la propagation de la lumière dans le vide $c = \lambda f$. Dans le cas où la vitesse de déplacement de la fibre n'est pas synchronisée avec celui des franges d'interférence, un effet Doppler se produit dans le motif du réseau et la nouvelle période devient :

$$\Lambda' = \frac{v}{f'} \quad (49)$$

Étant donné qu'il n'est pas aisé d'imaginer le changement d'indice obtenu dans le cas où il y a désynchronisation, le graphique reliant la longueur d'onde de Bragg à la fréquence ne sera pas tracé dès maintenant à partir de l'équation (49) dans l'éventualité où celle-ci serait aussi fonction du voltage appliqué. La figure 10 illustre différents paramètres de désynchronisation associés à la fonction en dents de scie.

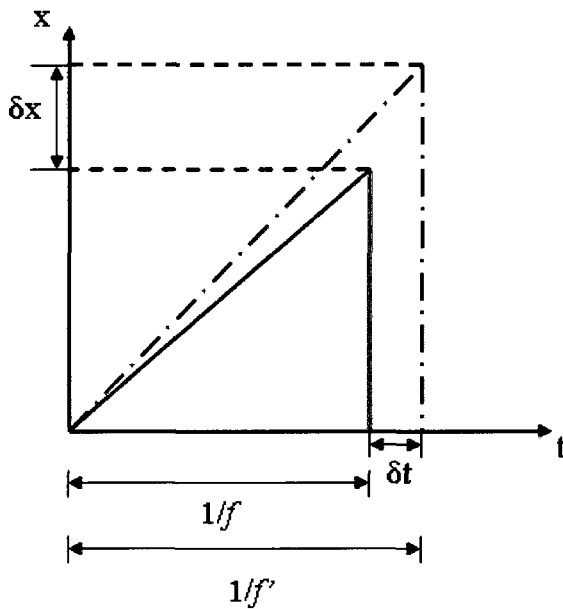


Figure 10 – Schéma des divers paramètres de désynchronisation de la fonction du déplacement des franges en fonction du temps. En bleu, la fonction associée à un processus synchronisé. En rouge la fonction associée à un processus désynchronisé.

Pour modéliser l'évolution de l'indice de réfraction au cours de l'écriture, on se place dans le référentiel de la fibre. La position des franges peut alors varier d'une distance δx au cours du processus d'une durée $1/f'$. En supposant un modèle simplifié d'une évolution

linéaire de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité reçue localement, on obtient l'équation :

$$n(x,t) \propto \int_0^t \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi x}{\Lambda'} + \frac{2\pi}{\Lambda} \delta v t' \right) \right) dt' \quad (50)$$

où δv est la vitesse relative des franges d'interférence avec la fibre. Le premier terme du cosinus représente le motif d'indice initial et le deuxième terme représente la dérive de la phase. Le motif initial est de période Λ' tandis que celle du terme de phase est de période Λ . Il n'est pas évident de se convaincre de cette dernière affirmation, mais le résultat de la courbe de visibilité en fonction de la fréquence renforcera cette affirmation comme il sera démontré plus loin.

La vitesse relative des franges d'interférence avec la fibre δv se définit comme :

$$\delta v = (\Lambda + \delta x) f' - \Lambda f \quad (51)$$

où δx peut se calculer à l'aide du rapport entre le voltage appliqué et V_π , le voltage correspondant à un déphasage de π dans un des bras de l'interféromètre :

$$\delta x = \left(\frac{V'}{V_\pi} - 1 \right) \Lambda \quad (52)$$

On peut alors obtenir numériquement un motif de l'indice de réfraction en fonction du voltage et de la fréquence utilisés. La figure 11 illustre le déplacement de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau en fonction de la fréquence du signal. Le programme MATLAB permettant de faire ce calcul est présenté à l'annexe B. Il est intéressant de noter que la longueur d'onde de Bragg n'est pas fonction du voltage appliqué, mais seulement de la fréquence du signal. Il est donc possible d'obtenir un réseau de Bragg chirpé en changeant dynamiquement la fréquence du signal tout au long du processus d'écriture.

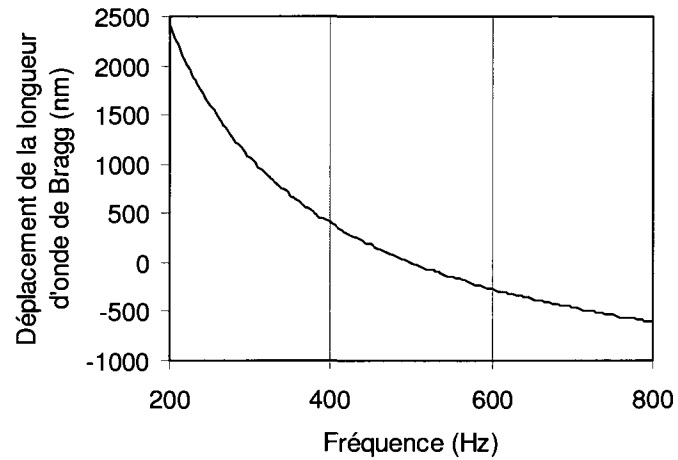


Figure 11 – Graphique du déplacement de la longueur d’onde de Bragg en fonction de la fréquence appliqué f' pour une fréquence centrale f de 500 Hz.

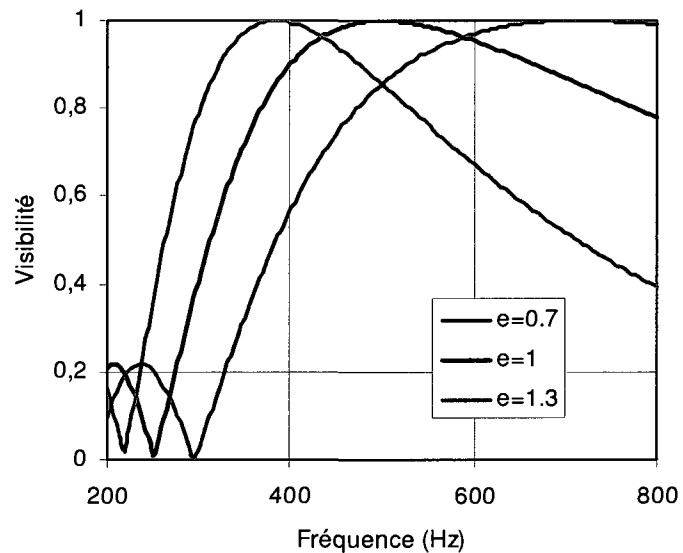


Figure 12 – Graphique de la visibilité en fonction de la fréquence du signal pour différentes valeurs de rapport de voltage appliqué $e = V'/V_{\pi}$.

Comme le montre la figure 12 illustrant la variation de la visibilité en fonction de la fréquence pour trois rapports de voltage appliqué $e = V'/V_{\pi}$, le fait de changer la fréquence

du signal s'accompagne aussi d'un changement dans la visibilité du motif du réseau, imposant donc une limite au chirp pouvant être obtenu avec un simple balayage de fréquence.

Il est maintenant possible de confirmer que la période de terme de phase était bien de Λ et non de Λ' . En effet, sur le graphique de la figure 12, la visibilité à la fréquence de 250 Hz est nulle alors qu'elle est maximale à 500 Hz. Il est logique qu'un motif de visibilité maximale à une certaine fréquence en vienne à s'effacer à la demi-fréquence.

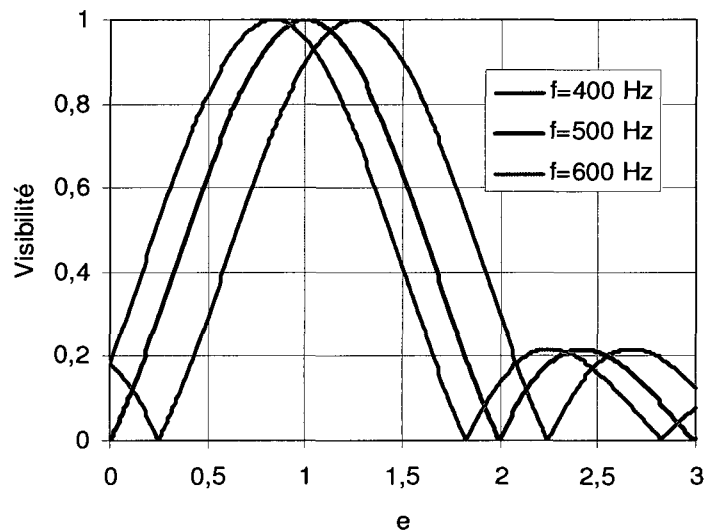


Figure 13 – Graphique de la visibilité en fonction du voltage appliqué pour différentes fréquences du signal pour une fréquence centrale de 500 Hz.

La figure 13 illustre quant à elle la relation entre la visibilité et le voltage appliqué. On remarque que pour un voltage nul et pour $e = 2$, la visibilité devient aussi nulle, comme on pouvait s'y attendre. La figure 15 permet aussi d'affirmer qu'il est théoriquement possible d'obtenir un réseau chirpé sans forcément obtenir une apodisation naturelle en faisant aussi varier le voltage appliqué de façon à demeurer à un point de visibilité maximale.

La présente technique offre donc un moyen de fabriquer des réseaux de profils arbitraires avec une grande flexibilité et sans aucune perturbation mécanique de l'interféromètre.

CHAPITRE 4. MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Les divers éléments du montage expérimental sont présentés dans ce chapitre avec l'emphase sur leur implantation dans le montage. Un accent particulier est mis sur l'élément clé de l'interféromètre proposé : les modulateurs de phase électro-optiques. Le montage expérimental réalisé au cours des travaux de maîtrise est illustré à la figure 14.

4.1 Laser

Le faisceau d'écriture est un laser Nd :YLF Spectra-Physics opérant en mode Q-switch à 1064 nm. La fréquence d'opération du Q-switch a été choisie à 25 kHz. La fréquence du laser est d'abord doublée grâce à un module externe installé directement à la sortie du laser. Le faisceau émanant à 532 nm est ensuite utilisé à son tour pour obtenir un faisceau UV de 266 nm grâce à un cristal de BBO spécialement taillé à cet effet et placé entre deux lentilles cylindriques pour maximiser la génération de seconde harmonique. Le cristal de BBO fut ajusté avant chaque séance de fabrication pour obtenir une puissance de 400 mW à 266 nm avant le passage de la lentille sphérique.

Étant donné que la polarisation de sortie à 532 nm est horizontale et que la conversion de fréquence est de type *ooe*, le faisceau de 266 nm est polarisé verticalement. Pour l'écriture de réseaux de Bragg, une polarisation verticale et donc perpendiculaire à la fibre n'est pas souhaitable parce qu'elle peut entraîner une biréfringence du réseau. Une lame demi-onde orientée à 45° est donc placée avant l'interféromètre pour obtenir une polarisation d'écriture horizontale.

Une lentille sphérique est aussi placée avant l'interféromètre de façon à maximiser le flux dans le cœur de la fibre. La taille du spot fut calculée à l'aide de la largeur de bande d'un

réseau de Bragg inscrit par celui-ci. Il fut ainsi possible de déterminer que celle-ci était d'environ 0.1 mm, ce qui correspond à un flux moyen de 5 kW/cm².

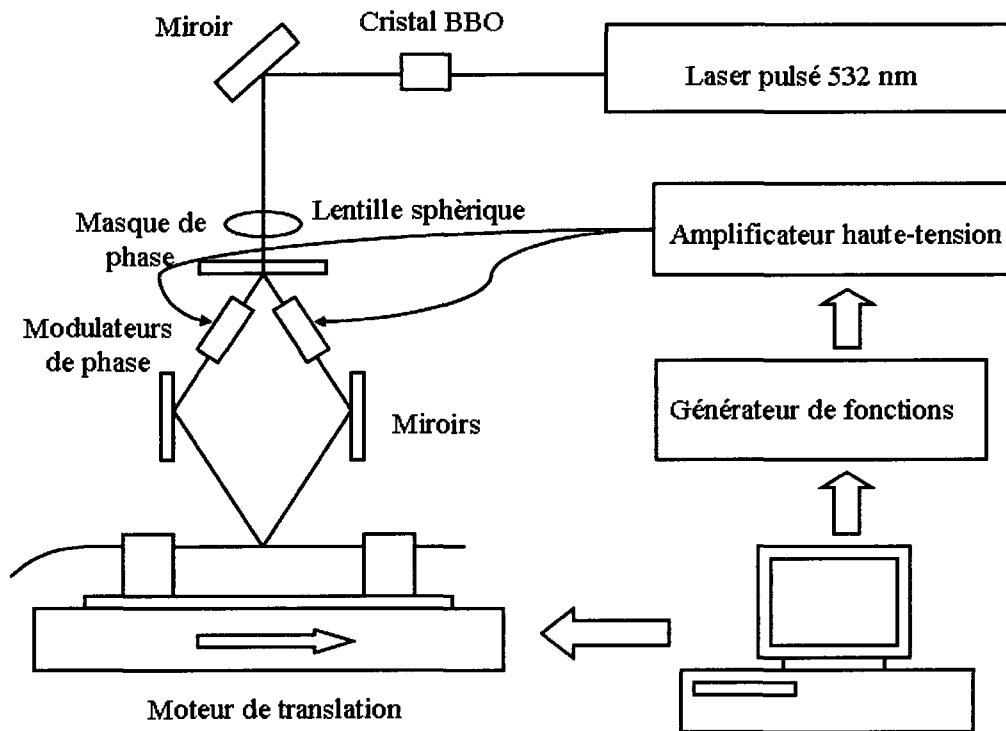


Figure 14 – Schéma du montage.

4.2 Amplificateur haute-tension

La fonction de voltage en dents de scie est appliquée aux modulateurs de phase grâce à un amplificateur bipolaire haute-tension Matsuhada, lui-même alimenté par un générateur de fonction Agilent 33120A qui contrôle l'amplitude, la fréquence et la forme du signal. L'amplificateur peut offrir un voltage de sortie maximal de ± 3 kV en y appliquant un voltage d'entrée de ± 10 V. Il peut fournir un signal de fréquence DC à 30 kHz et de 20 mA.

4.3 Interféromètre Talbot

Un interféromètre de type Talbot est utilisé pour créer la figure d'interférence à la fibre. Dans cette configuration, un masque de phase est originellement utilisé pour séparer le faisceau initial. Le masque de phase utilisé est un LASIRS PM266-1090.16-50.8, i.e. de période 1090.16 nm et minimisant la puissance dans l'ordre zéro pour 266 nm. À l'aide de cette période, il est possible de calculer que la longueur d'onde de Bragg d'un réseau qui serait inscrit en plaçant la fibre directement derrière celui-ci serait d'environ 1592 nm.

L'alignement de l'interféromètre est une étape particulièrement critique dans le processus de fabrication des réseaux de Bragg. Dans un montage de fabrication traditionnel utilisant un interféromètre Talbot, il est particulièrement important que l'intersection des faisceaux demeure immobile par rapport au cœur de la fibre durant le balayement du laser. Pour ce faire, les miroirs de l'interféromètre doivent être symétriques par rapport à l'ordre zéro et la monture de la fibre doit être parfaitement perpendiculaire à l'ordre zéro et parallèle au plan de l'interféromètre. Le positionnement de la monture peut être simplifié grâce à la fluorescence engendré dans le verre par les faisceaux UV. En effet, lorsque le faisceau traverse le cœur de la fibre qui est dopé au germanium, une fluorescence rouge peut être observée. Il est alors possible de positionner la monture de façon à ce que les deux points rouges sur la fibre coïncident peu importe la position du faisceau lors du balayement. Après cet ajustement visuel, il est aussi possible d'ajuster plus finement la position de la monture en inscrivant un réseau de Bragg sans aucun balayement. Le réseau ainsi formé possède donc la même longueur que la zone d'interférence et on peut en calculer la longueur à l'aide de la largeur de bande du réseau. Un réseau de longueur maximal associé à une intersection des faisceaux coïncidant parfaitement avec la fibre aura une largeur de bande minimale. Il est alors possible d'obtenir un contraste maximal des franges d'interférence.

Dans le montage proposé, étant donné que le faisceau laser ne se déplace pas, l'alignement des miroirs est moins critique, une déviation n'entraînant qu'une inclinaison du motif du

réseau. Par contre, l'alignement de la monture de la fibre devient particulièrement critique étant donné que c'est celle-ci qui se déplace. Les montures utilisées seront couvertes plus en détail à la section 4.5.

4.4 Modulateurs de phase électro-optiques

Les effets électro-optiques sont des changements de l'indice de réfraction d'un milieu sous l'action d'un champ électrique. Ce changement prend la forme suivante :

$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_0^2} + rE + gE^2 + \dots \quad (53)$$

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. L'effet Kerr est présent dans les milieux centro-symétriques, tandis que l'effet Pockels est présent dans les cristaux ne présentant pas cette symétrie. Pour l'étude des modulateurs de phase électro-optique, c'est l'effet Pockels qui est d'intérêt. L'effet est alors exploité pour induire un changement d'indice qui entraîne un délai de propagation pour une certaine polarisation.

Les modulateurs de phase sont donc des cellules Pockels couramment utilisées pour pulser des lasers en mode Q-switch. Le BBO fut choisi comme cristal parce qu'il est transparent à l'UV et qu'il est résistant aux hautes puissances crêtes ($>500 \text{ MW/cm}^2$ @1064 nm). Sa faible capacitance ($<3 \text{ pF}$) permet aussi une opération ultra rapide.

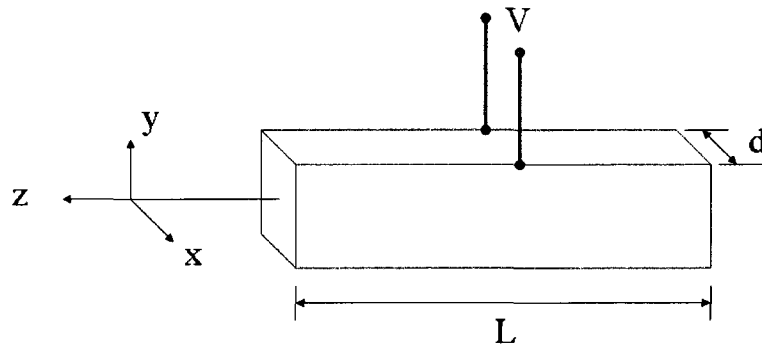


Figure 15 – Schéma de la cellule Pockels La propagation est selon l'axe z et le champ électrique est appliqué selon l'axe x .

Afin de déterminer le voltage devant être appliqué aux modulateurs, il est nécessaire de déterminer l'orientation des cristaux et le changement de phase induit par un champ électrique. La propagation à l'intérieur de cristal fut choisie comme étant selon l'axe z , i.e. l'axe optique du cristal. Ainsi, si aucun champ électrique n'est appliqué, la polarisation du faisceau restera inchangée après la propagation dans le cristal. Ceci permettra d'être moins sensible aux erreurs d'alignement et d'éviter aussi une perte de contraste due à une différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre (le laser ayant une longueur de cohérence de l'ordre de 1 cm).

Le BBO est un cristal uniaxe négatif, i.e. que son indice ordinaire est supérieur à son indice extraordinaire. La figure 8 illustre la cellule Pockels et l'orientation du cristal BBO.

Afin de déterminer l'orientation par rapport à la polarisation d'entrée que doivent prendre les deux cellules Pockels, il est nécessaire de déterminer l'orientation des axes propres x' et y' . Les axes propres se définissent comme deux axes selon lesquels la polarisation ne changera pas au cours de la propagation. Ce sont les grand et petit axes de l'ellipse d'indice qui seront formés sous l'action du champ électrique. L'équation de l'ellipsoïde d'indice du BBO sans l'action du champ électrique est la suivante :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (54)$$

où n_o et n_e sont respectivement les indices ordinaires et extraordinaires. Sous l'action du champ électrique, il est possible de démontrer que l'équation de l'ellipsoïde d'indice devient :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} - 2r_{22}xyE_x = 1 \quad (55)$$

où $r_{22} = 2.5 \text{ pm/V}$ est un coefficient électro-optique et E_x est le champ électrique appliqué. L'ellipsoïde d'indice subit alors une rotation qui peut être représentée par le changement de variable :

$$x' = \frac{x + y}{\sqrt{2}} \quad (56)$$

$$y' = \frac{-x + y}{\sqrt{2}} \quad (57)$$

.Ce changement de variable représente une rotation de 45° autour de l'axe z . On peut alors réécrire l'ellipsoïde d'indice :

$$x'^2 \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_x \right) + y'^2 \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_x \right) + \frac{z'^2}{n_e^2} = 1 \quad (58)$$

On note tel que prévu que la rotation du système de coordonnées ne dépend pas du champ électrique appliqué. On peut alors approximer les indices associés aux axes propres en prenant pour acquis que $r_{22}E_x \ll 1/n_o^2$. On obtient alors :

$$n'_x = n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{22} E_x \quad (59)$$

$$n'_y = n_o + \frac{1}{2}n_o^3 r_{22} E_x \quad (60)$$

On peut finalement réécrire l'ellipsoïde d'indice avec la nouvelle représentation comme étant :

$$\frac{x'^2}{n_x'^2} + \frac{y'^2}{n_y'^2} = 1 \quad (61)$$

Il est maintenant possible de déterminer l'orientation des cellules Pockels. Afin d'orienter les axes propres avec la polarisation horizontale des faisceaux incidents, il est nécessaire que ceux-ci soient orientés à $\pm 45^\circ$ tel que le montre la figure 16.

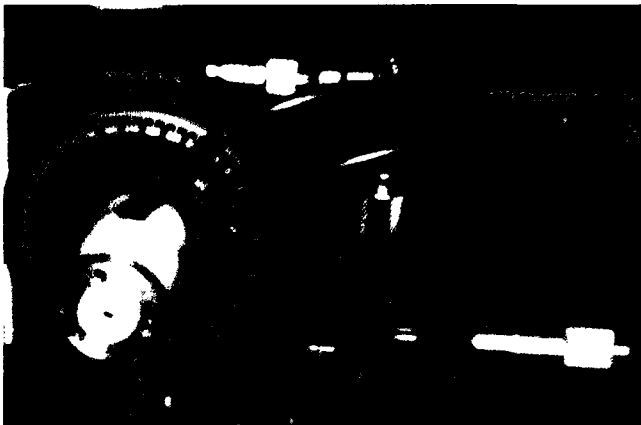


Figure 16 – Photographie montrant l'orientation du modulateur de phase.

Comme il est possible d'apercevoir sur la figure 9, les modulateurs de phase sont placés sur une monture permettant de faire la rotation de ceux-ci pour bien orienter la polarisation avec l'axe propre du cristal. La monture permet aussi de contrôler l'inclinaison selon deux axes de façon pouvoir précisément orienter la propagation selon l'axe optique.

Une attention particulière doit être portée à l'alignement des modulateurs, étant donné qu'une biréfringence non désirée entraînerait la présence d'une polarisation orthogonale. La tolérance quant à l'alignement pourrait permettre d'écrire des réseaux de meilleure qualité. Un réseau de Bragg fabriqué avec des méthodes conventionnelles aura toujours une certaine biréfringence étant donné qu'une composante de la polarisation est toujours présente dans un axe autre que celui de propagation. Dans le cas d'une polarisation horizontale, donc selon le même plan que la fibre, la biréfringence peut atteindre 8% [33]. L'angle de projection est alors d'environ 12° (pour $\lambda_B \sim 1550$ nm), ce qui produit une composante transverse d'intensité $I_h = I_0 \sin(12^\circ)$, où I_0 est l'intensité totale du faisceau. Étant donné que le processus d'écriture est non-linéaire, la biréfringence induite peut être comparativement faible. Si l'alignement des modulateurs de phase est tel que la polarisation des faisceaux possède une composante verticale I_v de même ordre que la composante horizontale, la biréfringence induite peut être annulée. Cette approche pourrait donc corriger un défaut inhérent à tous les réseaux de Bragg jusqu'ici.

La procédure d'alignement est simple et pratique. Un polariseur laissant passer la polarisation verticale et une photodiode sont placés à la suite des modulateurs. Un mauvais alignement entraînera une biréfringence qui augmentera la puissance mesurée dans la polarisation verticale. Les deux axes d'inclinaison sont d'abord ajustés de façon à ce que la puissance mesurée soit minimale. Une fois cet alignement effectué, la puissance mesurée devrait être indépendante de l'angle de rotation du modulateur étant donné qu'aucune biréfringence n'est présente selon l'axe optique. Pour positionner les modulateurs à précisément 45° , 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 à 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.

Pour déterminer l'amplitude du voltage devant être appliqué, on peut déduire des équations (59) et (60) que la différence de phase induite par un modulateur est :

$$\Delta\phi = n_0^3 r_{22} k_0 E_x l \quad (62)$$

où n_o peut être déterminé à l'aide de l'équation de Sellmeier :

$$n_0^2 = 2.7359 + \frac{0.018778}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2 \quad (63)$$

où λ est la longueur d'onde du laser exprimée en μm . On désire déterminer le voltage V_π correspondant à une différence de phase de π . Avec $V = E_x d$, l'équation (62) devient :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_{uv}} n_0^3 \frac{r_{22} l}{d} V \quad (64)$$

Donc l'équation donnant la valeur de V_π est :

$$V_\pi = \frac{d\lambda}{2n_0^3 r_{22} l} \quad (65)$$

On peut donc prédire que $V_\pi = 0.7\text{kV}$ pour $d = 2.5\text{mm}$, $l = 35\text{mm}$ et $n_o = 1.759$. Il est important de noter que cette valeur est l'amplitude du signal, donc la moitié de la variation totale du signal qui passera d'un voltage négatif à un voltage positif.

4.5 Systèmes de translation

Un élément clé du montage est le système de translation de la fibre. Sa précision se reflétera directement dans la qualité des réseaux de Bragg obtenus. Deux systèmes de

translation ont été employés au courant des travaux de maîtrise. Le premier système de translation, tel que le montre la figure 17, utilise un moteur linéaire Newport pour synchroniser le mouvement de la fibre avec celui des franges d'interférence. Le déplacement maximal de ce moteur est de 10 cm, imposant ainsi cette limite à la longueur des réseaux de Bragg pouvant être fabriqués. La fibre est montée sur une monture conçue à cet effet. Cette monture permet d'ajuster l'inclinaison de la fibre au cours de son déplacement pour faciliter l'alignement de celle-ci. La précision du système de positionnement interne du moteur Newport étant de l'ordre d'une période du réseau, un seul balayement de la fibre est possible.

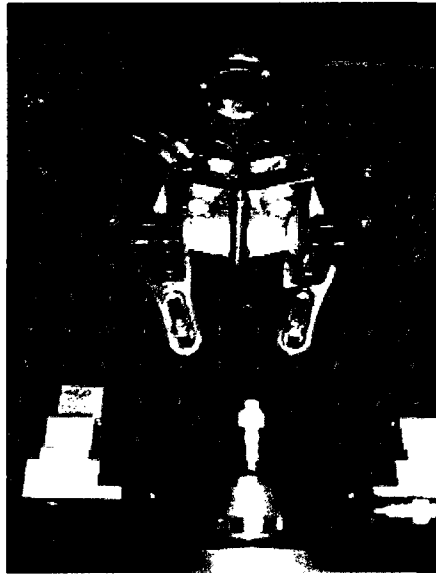


Figure 17 – Photographie de la monture associée au moteur linéaire. Les modulateurs sont montés sur les premières montures utilisées qui ne permettaient pas un alignement fin.

Le deuxième système de translation utilisé pour le déplacement de la fibre est basé sur un moteur rotatif Aerotech. Plutôt que de placer le moteur directement au croisement des faisceaux, configuration qui nécessiterait une monture complexe à machiner, le moteur est placé en retrait de l'interféromètre et est utilisé pour tirer la fibre alors maintenue sur une monture fixe. La fibre est maintenue en place grâce à des montures à vide comme il est

montré à la figure 18. Cette monture peut être ajustée selon cinq axes (trois en translation et deux en inclinaison) de façon à bien aligner la fibre avec l'interféromètre et le moteur rotatif. La fibre est maintenue au moteur rotatif à l'aide d'un simple ruban adhésif et alignée à l'aide d'une lame de verre servant de hauteur de référence comme le montre la figure 19.

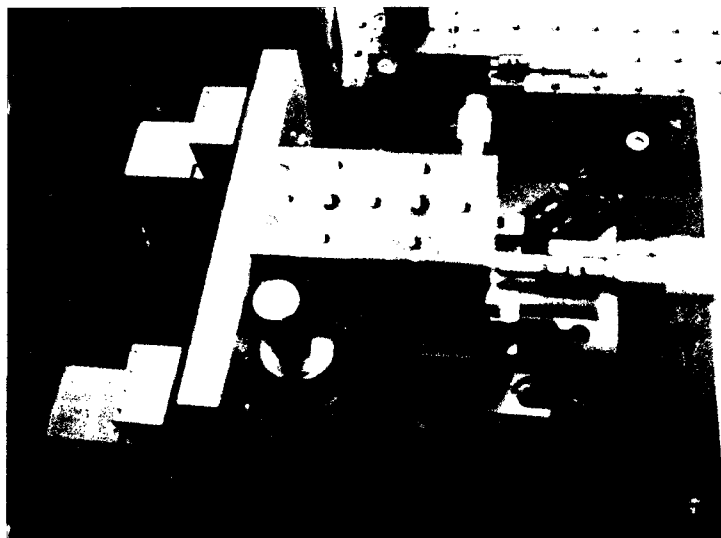


Figure 18 – Photographie de la monture associée au moteur rotatif.

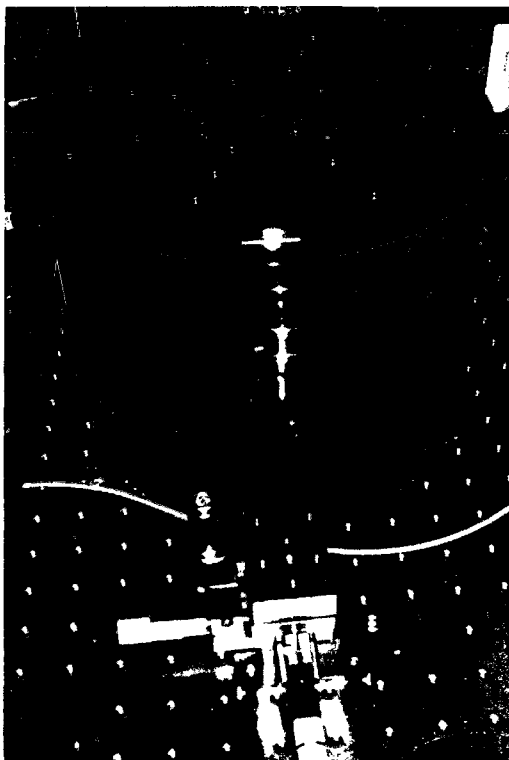


Figure 19 – Photographie du moteur rotatif et du système servant de hauteur de référence pour placer la fibre.

L'avantage principal de cette configuration est qu'elle garantit que la position de la fibre par rapport aux faisceaux ne changera pas durant le processus d'écriture. Pour obtenir un réseau uniforme, la friction entre la fibre et la monture doit être minimisée et, pour ce faire, le vide permettant de tenir la fibre dans les montures doit être minimal. Une couche mince de fluor a été appliquée sur la monture afin d'en réduire la friction. Il fut aussi tenté d'injecter de l'air dans les montures refermées plutôt que de l'inspirer de façon à créer un coussin d'air sous la fibre pour en minimiser la friction. Un petit poids doit alors être placé à l'extrémité de la fibre afin de la garder sous tension.

Un programme Labview est utilisé pour synchroniser le déplacement de la fibre avec celui des franges d'interférence par l'entremise du générateur de fonction.

4.6 Système de caractérisation

Les spectres de réflexion des réseaux de Bragg sont obtenus à l'aide d'un système de caractérisation JDSU *SWS omni* (pour Swept Wavelength Source) ayant une résolution de 3 pm. Ce système est constitué d'une source accordable qui effectue un balayement de la bande CL à un rythme de 10 nm/s et d'un analyseur de spectre qui affiche le spectre obtenu périodiquement. Il est possible d'obtenir le spectre de réflexion grâce à un circulateur tel que le montre la figure 20.

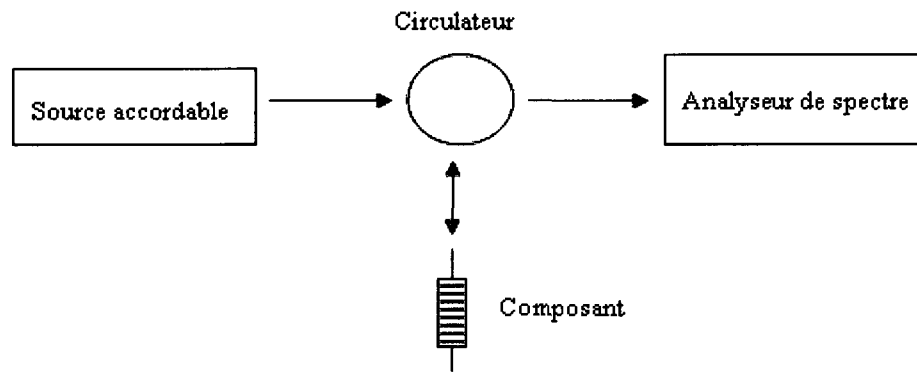


Figure 20 – Schéma du montage de caractérisation.

L'analyseur affiche l'intensité mesurée sous forme de décibels (dB), ce qui permet d'apprécier différents ordres de grandeur. Lors du processus de fabrication, on s'intéresse davantage au spectre de réflexion que de transmission, étant donné que l'intensité réfléchie est d'abord très faible et qu'elle serait imperceptible au spectre de transmission. Cela est particulièrement pertinent dans le cadre du développement d'une nouvelle technique où les premiers réseaux fabriqués seront probablement de faible réflexion.

CHAPITRE 5. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

5.1 Tests préliminaires

Avant de pouvoir fabriquer des réseaux de Bragg avec la technique proposée, des tests préliminaires ont été effectués afin de vérifier expérimentalement la viabilité de la technique. Certains composants du montage, tel que les systèmes de translation, le laser et l'analyseur de spectre sont des équipements dispendieux. Il est alors préférable de s'assurer que ces montants seront bien investis avant de se lancer pleinement dans la fabrication des réseaux de Bragg.

5.1.1 Linéarité des modulateurs de phase

Les éléments-clés de la technique proposée sont les modulateurs de phase électro-optiques. Afin d'obtenir des réseaux de Bragg de qualité, il est essentiel que le mouvement des franges d'interférence soit linéaire par rapport au temps. Pour ce faire, les modulateurs de phase soumis à une fonction en dents de scie doivent aussi se comporter linéairement en fonction du voltage qui leur est soumis. Ceci fut vérifié par un étudiant au baccalauréat au cours d'un stage estival [34]. Le montage proposé pour vérifier la linéarité des modulateurs de phase est illustré à la figure 21.

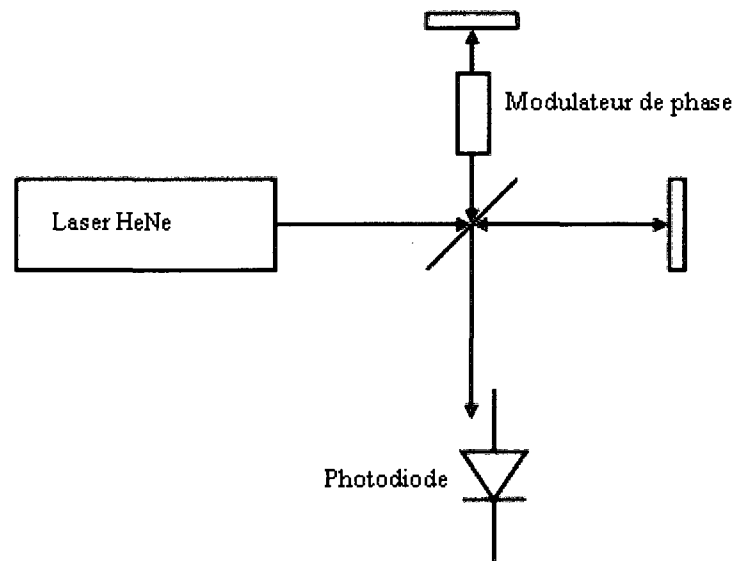


Figure 21 – Schéma du montage servant à vérifier la linéarité des modulateurs de phase.

Un des modulateurs de phase utilisés au cours du présent projet fut placé dans un interféromètre de type Michelson. Un laser HeNe fut polarisé linéairement et sa polarisation fut orientée selon un des axes propres du cristal du modulateur de phase tout comme dans la configuration employée pour fabriquer des réseaux de Bragg. Ce modulateur de phase fut placé dans un des bras de l'interféromètre et un voltage lui fut appliqué de façon incrémental. L'intensité fut ensuite mesurée en fonction du voltage à l'aide d'une photodiode.

La théorie prédit que l'intensité devrait varier de façon sinusoïdale en fonction du changement de phase induit. Il fut choisi d'ajuster l'interféromètre de façon à se placer en situation où la variation devient linéaire, i.e. quand la phase accumulée dans chaque bras de l'interféromètre est la même. Il fut alors possible de démontrer que le modulateur de phase exhibait bien une variation linéaire de la phase en fonction du voltage appliqué. Cette linéarité fut calculée comme étant inférieure à l'erreur de mesure.

Il fut aussi noté que les mesures étaient sensibles à des facteurs environnementaux qui contribuaient à la présence d'un bruit. Par exemple, des changements de température (dus à l'air conditionné ou à la simple présence de l'opérateur près du montage), des vibrations acoustiques, des vibrations mécaniques du bâtiment peuvent mener à une dérive de phase entre les deux bras de l'interféromètre. La table optique utilisée pour cette expérience, contrairement au montage actuel, n'était pas dynamiquement stabilisée. Une dérive de phase se produisant au cours de l'expérience pouvait facilement être reconnue de part le changement brusque dans la variation de l'intensité mesurée, l'interféromètre s'éloignant alors de la région linéaire.

5.1.2 Observation du mouvement des franges d'interférence

Après s'être assuré que les modulateurs de phase avaient une réponse linéaire, il était maintenant possible de les utiliser pour créer un mouvement des franges d'interférence. Plutôt que de passer directement à la fabrication des réseaux de Bragg, en supposant qu'un mouvement des franges d'interférence de bonne qualité était obtenu avec les paramètres calculés au chapitre précédent, une procédure fut développée pour caractériser directement le mouvement des franges d'interférence. La figure 22 illustre le montage réalisé pour observer le mouvement des franges d'interférence.

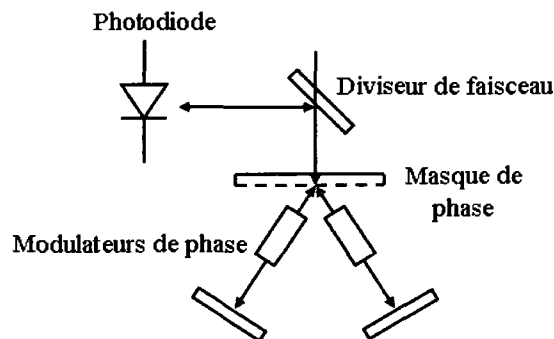


Figure 22 – Schéma du montage servant à caractériser le mouvement des franges d'interférence.

Les miroirs sont orientés de façon à ce que le faisceau revienne sur lui-même. Il devient alors possible d'observer directement les franges d'interférence à l'aide d'une lentille divergente et d'en mesurer la variation d'intensité à l'aide d'une photodiode placée derrière une fente. La figure 23 montre une photographie de la figure d'interférence pouvant être observée.



Figure 23 – Photographie des franges d'interférence en mouvement.

L'observation des franges d'interférence est possible grâce à la fluorescence produite par le passage de la lumière au travers d'une mince lame de verre. Il fut alors possible de vérifier l'estimation de V_π en ajustant le voltage de façon à obtenir un mouvement continu des franges d'interférence. Afin d'être plus précis dans la valeur expérimentale de V_π , une photodiode fut placée derrière une fente afin d'enregistrer les variations temporelles de l'intensité à un certain point. La figure 24 illustre un tracé de l'intensité mesurée dans le cas où le voltage appliqué diffère de V_π . Le voltage n'est alors appliqué qu'à un seul modulateur étant donné que la lumière effectue deux passages et que le changement de phase est alors doublé.

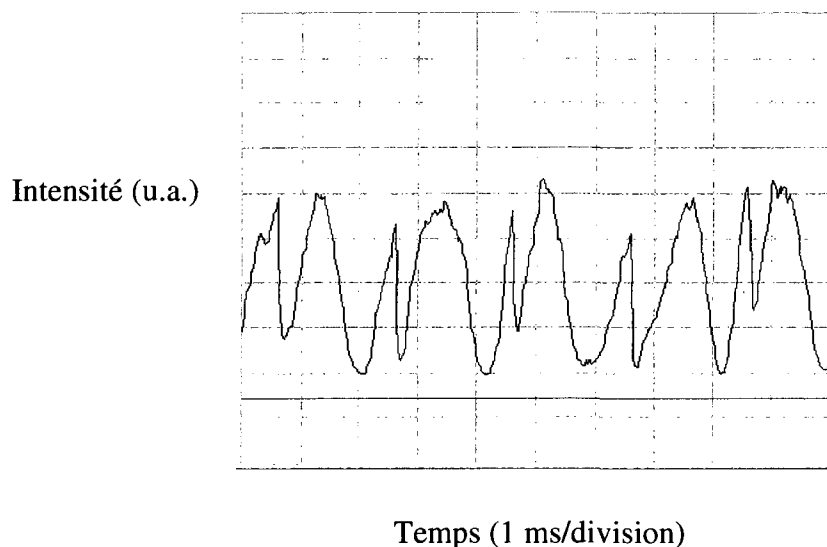


Figure 24 – Tracé de l'intensité mesurée pour une amplitude $V = 0.9kV$ appliquée à un modulateur.

Il est possible de retrouver expérimentalement la valeur de V_{π} en trouvant la valeur du voltage appliqué tel que le tracé devient entièrement sinusoïdal. La figure 25 montre un tracé sinusoïdal obtenu en appliquant un voltage de $0.66kV$.

Cette valeur du voltage est proche de celle calculée à l'aide de l'équation (65). Donc en appliquant une amplitude de $0.66kV$ aux deux modulateurs, il sera possible de fabriquer des réseaux de Bragg ayant un motif de visibilité maximale. Le mouvement de franges résultant d'un signal appliqué aux deux modulateurs fut mesuré et est illustré à la figure 26.

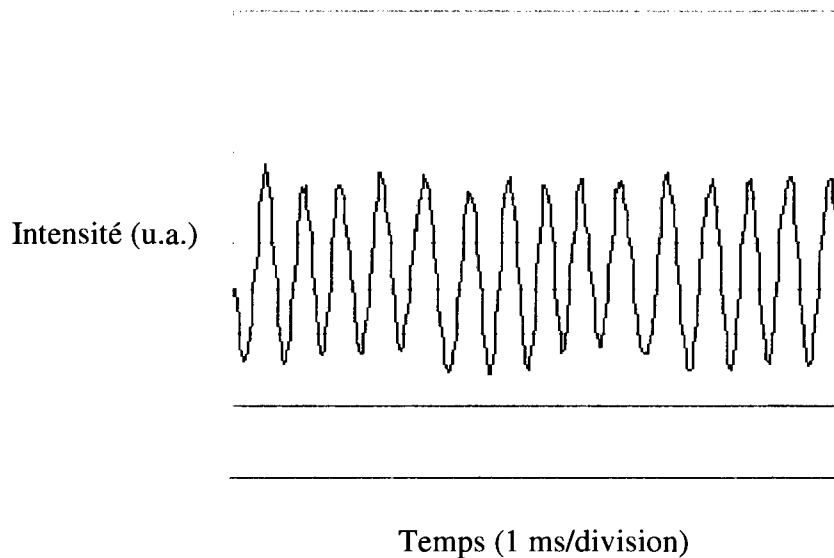


Figure 25 – Tracé de l'intensité mesurée pour une amplitude $V = 0.66kV$ appliquée à un modulateur.

L'intensité mesurée dans ce cas s'éloigne quelque peu d'une fonction sinusoïdale. L'origine exacte de cet effet ne fut pas déterminée, mais on peut spéculer que ceci est relié à un problème d'échantillonnage. Ce problème peut être contourné en appliquant simplement un signal d'une amplitude deux fois plus élevée à un seul modulateur pour obtenir un changement de phase de 2π dans un seul bras de l'interféromètre. Il est alors nécessaire de garder en place le second modulateur afin de maintenir le contraste de l'interférence (la longueur de cohérence du laser étant de l'ordre de 1 cm). L'application d'un voltage plus élevé étant alors nécessaire, la méthode peut perdre en flexibilité étant donné qu'on s'approche alors du voltage maximal pouvant être appliqué à l'aide de l'amplificateur haute-tension.

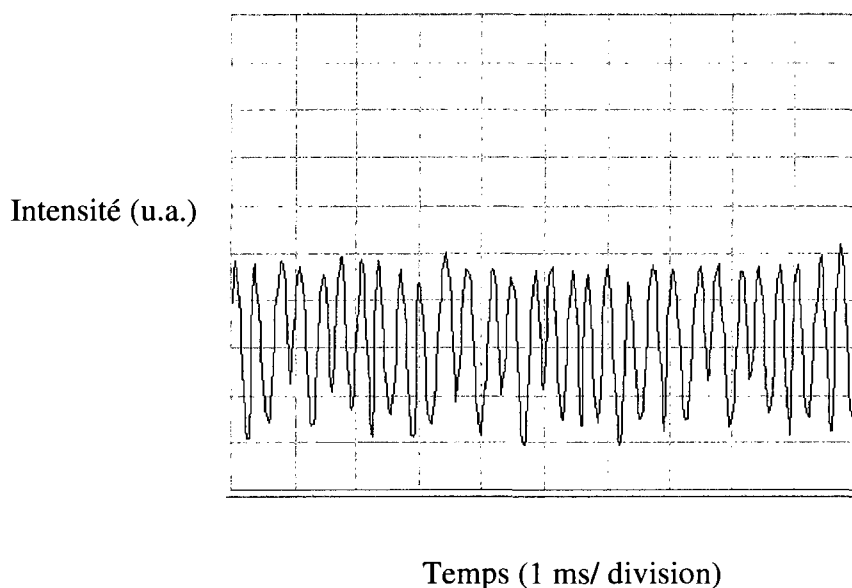


Figure 26 – Tracé de l'intensité mesurée pour une amplitude $V = 0.66kV$ appliquée aux deux modulateurs

La fabrication de réseaux de Bragg put alors être tentée, mais sans succès significatif. Les réseaux de Bragg produits exhibèrent une réflexion extrêmement faible (~ 40 dB) et une allure très différente de ce qu'on pourrait attendre de la théorie. Le projet fut alors mis de côté pour quelques temps. Il fut par la suite possible de déterminer au cours des travaux de maîtrise que ceci était dû à plusieurs raisons, dont un mauvais alignement des modulateurs de phase, des erreurs de calcul dans les programmes de contrôle du moteur de rotation, un mauvais choix de vitesse d'écriture et une source d'erreurs inattendue.

5.2 Réseaux uniformes

La fabrication de réseaux de Bragg uniformes est ici approchée comme moyen d'évaluer la qualité pouvant être obtenue avec la technique proposée. Les résultats présentés dans cette section sont en ordre chronologique.

5.2.1 Premières tentatives à l'aide du moteur rotatif

Les premiers réseaux de Bragg fabriqués le furent à l'aide du moteur rotatif. L'objectif était alors de fabriquer des réseaux de Bragg ultra-longs. Étant donné qu'un seul passage était possible, pour obtenir une réflectivité maximale, la vitesse de déplacement de la fibre fut choisie comme étant basse de façon à maximiser le temps d'exposition de la fibre aux rayons UV. Il fut alors constaté que les réseaux de Bragg fabriqués à des fréquences du signal en dents de scies inférieures à environ 10 Hz exhibaient une réflexion très faible. La figure 27 illustre un des premiers réseaux de Bragg fabriqués à l'aide de la technique proposée au cours des travaux de maîtrise. La fréquence du signal en dents de scie était alors de 24 Hz. Ce réseau possède une réflectivité plus élevée que les réseaux ayant précédemment été fabriqués, mais l'allure générale exhibe toujours une structure quelque peu aléatoire.

Le réseau de la figure 27 possède une largeur de bande beaucoup plus élevée que ce à quoi on pourrait s'attendre pour un réseau uniforme long de 3 cm. Étant donné qu'une légère augmentation de la fréquence du signal (et donc de la vitesse) amena une augmentation de la réflectivité, une écriture encore plus rapide fut tentée. La longueur des réseaux fabriqués fut aussi augmentée de façon à augmenter la réflectivité. La figure 28 illustre le spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 10 cm écrit à une fréquence de 200 Hz. Le spectre possède alors une réflectivité quelque peu plus élevée, mais son allure générale a drastiquement changé. Même s'il y a toujours une certaine variation aléatoire, on remarque que l'allure générale se rapproche un peu plus d'un réseau uniforme théorique tel qu'illustré à la figure 6 de la section 2.1.2.

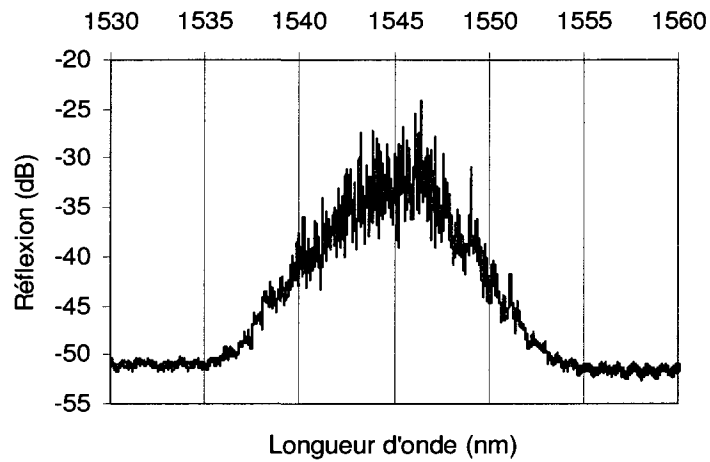


Figure 27 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 3 cm écrit à une fréquence de 24 Hz.

À ce moment, la cause exacte des divergences entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques est inconnue. Les modulateurs de phase pourraient simplement être mal alignés. La vitesse de rotation du moteur pourrait aussi être suffisamment instable. Finalement, la vitesse de déplacement de la fibre semblait être un paramètre important. D'autres essais furent menés à des fréquences de signal encore plus élevées. La figure 29 illustre le spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 10 cm écrit à une fréquence de 1000 Hz.

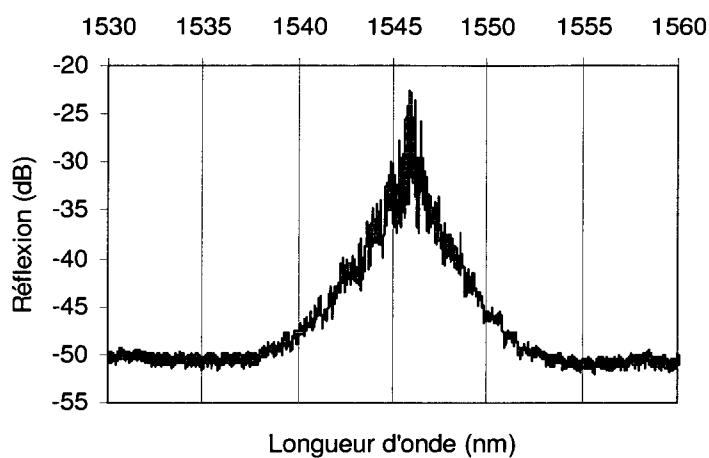


Figure 28 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 10 cm écrit à une fréquence de 200 Hz.

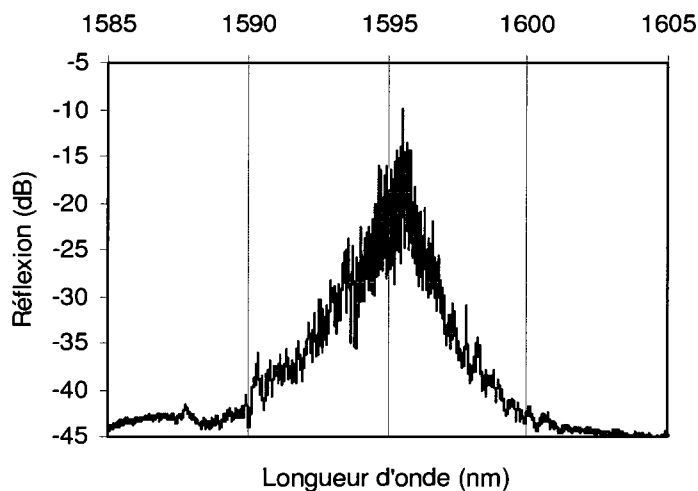


Figure 29 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 10 cm écrit à une fréquence de 1000 Hz.

La réflectivité peut donc être significativement augmentée en augmentant la vitesse de déplacement de la fibre, ce qui est contraire à ce à quoi on pourrait s'attendre. Ceci suggère que la cause d'erreurs principales se trouve dans le moyen de déplacement de la fibre. Il fut

alors constaté que le mouvement de la fibre semblait quelque peu saccadé. En effet, en observant la partie de la fibre n'étant pas sous tension, il fut observé que celle-ci semblait se déplacer parfois de façon brusque. Il fut alors suggéré que le vide qui permettait de tenir la fibre en place sur la monture créait une tension suffisamment importante pour qu'il y ait une accumulation et un relâchement de contraintes successifs dans la fibre. Ceci pourrait alors créer de nombreuses erreurs distribuées aléatoirement dans le réseau.

5.2.2 Utilisation d'un moteur linéaire

Afin de déterminer si la source d'erreurs principale émanait bien du fait de tirer la fibre à partir d'une monture stable, ceci fut remplacé par un moteur linéaire. Si des résultats analogues étaient obtenus par la suite, c'est que la source d'erreur était forcément les modulateurs de phase. À l'inverse, si des résultats plus conventionnels étaient obtenus, c'est que l'hypothèse sur la source d'erreur était probablement juste. De plus, la résolution du moteur linéaire est plus faible que celle du moteur rotatif, permettant ainsi d'éliminer la l'instabilité du moteur rotatif comme source d'erreur si les résultats correspondaient plus à des réseaux de Bragg théoriques.

La figure 30 illustre un des meilleurs spectres de réseaux de Bragg ayant pu être obtenu à l'aide du moteur linéaire. On note que la réflexion est relativement faible, malgré que le réseau ne présente pas des variations analogues à ce à quoi on pouvait obtenir à l'aide du moteur rotatif. On est donc déjà en mesure de croire que la source d'erreur pour ce qui est de la fabrication de réseaux de Bragg à l'aide du moteur rotatif est sûrement le fait de tirer la fibre à partir d'une monture stable.

L'usage d'un moteur linéaire semblait alors plus prometteur pour l'obtention de réseaux de Bragg de bonne qualité. En effet, s'il était possible de corriger la source d'erreur faisant en sorte que la réflexion demeurait faible, cette approche semblait donner des résultats prometteurs. Deux sources d'erreurs étaient envisageables pour ce qui est du moteur linéaire.

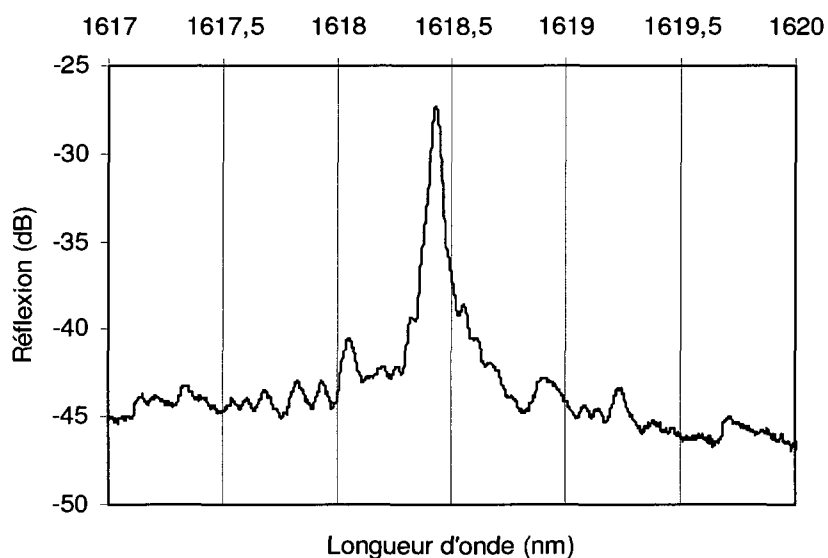


Figure 30 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 2 cm écrit à une fréquence de 400 Hz à l'aide du moteur linéaire.

D'abord l'alignement de la monture de la fibre par rapport à l'intersection des faisceaux tout au long du trajet pourrait faire en sorte que l'exposition soit non-uniforme et entraîner une apodisation et un chirp non désiré. Celle-ci peut être corrigée en orientant correctement la monture et le moteur lui-même à l'aide d'une procédure similaire à celle utilisée dans la méthode conventionnelle de fabrications de réseaux de Bragg à l'aide d'un interféromètre Talbot. Par contre, si la monture n'est pas parfaitement parallèle à l'axe de déplacement du moteur, il devient très difficile de corriger cette erreur.

Ensuite, étant donné que le moteur n'est pas conçu pour minimiser les vibrations, mais seulement pour offrir une certaine résolution de positionnement, il est possible de constater une certaine vibration de celui-ci lorsqu'il effectue un déplacement. Cela pourrait alors engendrer une forte perte de visibilité du réseau en devenant l'équivalent d'un support instable dans un montage de fabrication conventionnel. Ceci pourrait être corrigé en remplaçant le moteur Newport par un moteur pneumatique (de marque Aerotech par

exemple) qui réduirait considérablement les vibrations tout en offrant une résolution permettant d'effectuer plusieurs passages et une stabilité de la vitesse qui limiterait les erreurs de phase dans le réseau.

Malgré de nombreux essais (plus de 200), il fut impossible d'augmenter la qualité des réseaux de Bragg fabriqués à l'aide du moteur linéaire au-delà de ce que démontre la figure 30. Outre la vibration du moteur linéaire décrite au paragraphe précédent, divers indices indiquent que la monture avait un problème d'alignement intrinsèque et qu'il devenait impossible de maintenir l'alignement de la fibre par rapport aux faisceaux sur une certaine distance.

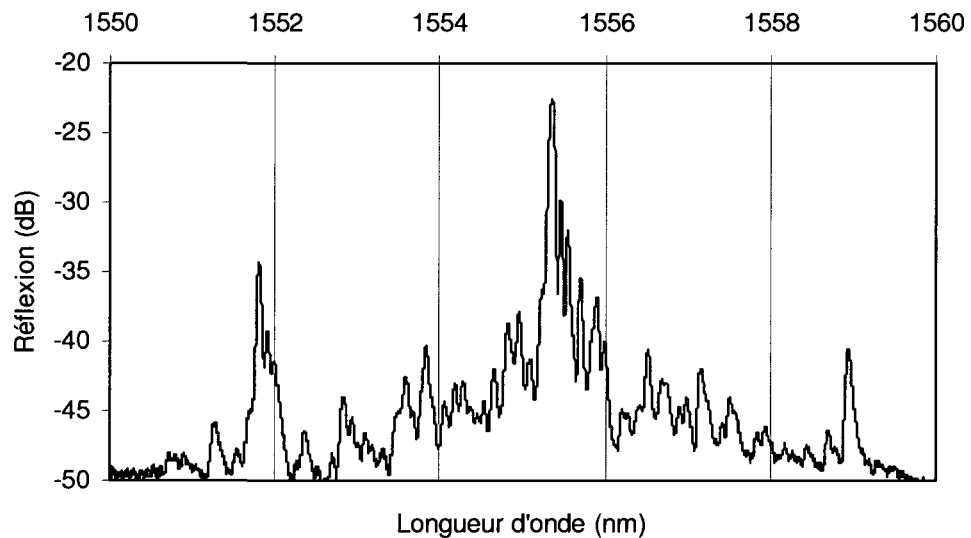


Figure 31 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 1 cm écrit à une fréquence de 354 Hz à l'aide du moteur linéaire.

Il fut constaté qu'un mauvais alignement de la monture selon un des deux axes sur lesquels elle pouvait être ajustée entraînait un phénomène pouvant être observé sur les spectres de

réflexion des réseaux ainsi fabriqués. Comme le montre la figure 31, deux pics latéraux sont présents de part et d'autre de la longueur d'onde de Bragg à une distance beaucoup trop importante pour que ce soit de simples lobes latéraux associés à la forme de sinus cardinal du spectre de réflexion d'un réseau uniforme. Ces deux lobes sont séparés d'environ 3.5 nm du lobe central et cette distance demeure constante d'un réseau à l'autre.

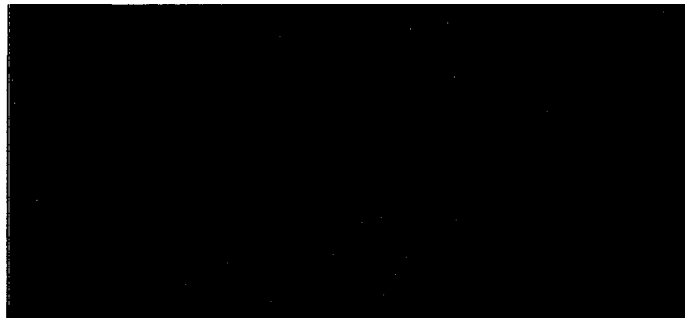


Figure 32 – Photographie de franges d'interférence inclinées.

Il n'a pas été possible d'expliquer mathématiquement l'origine de ces deux lobes latéraux. Ces lobes ont disparu après un réalignement de la monture, ce qui laisse croire qu'ils étaient dus à un désalignement de celle-ci par rapport au faisceau. Par contre, il n'est pas si facile de s'en convaincre étant donné qu'un désalignement équivaut en quelque sorte à fabriquer un réseau incliné [35] et ceux-ci ne sont pas connus pour exhiber de tels lobes. D'ailleurs il est intéressant d'ajouter que cette technique permet de soulever la limitation quant à la longueur d'un réseau de Bragg incliné pouvant être fabriqué. En effet, étant donné que les faisceaux sont fixes, il ne suffit que de réaligner légèrement un des miroirs de sorte qu'un des faisceaux soient légèrement plus élevé pour ainsi produire une figure d'interférence inclinée comme le montre la figure 32. La fabrication de ce type de réseau de Bragg n'a pas été étudiée étant donné que pour ce faire, des réseaux ayant une forte réflexion doivent pouvoir être obtenus pour pouvoir observer les pertes dus aux modes de gaine en transmission.

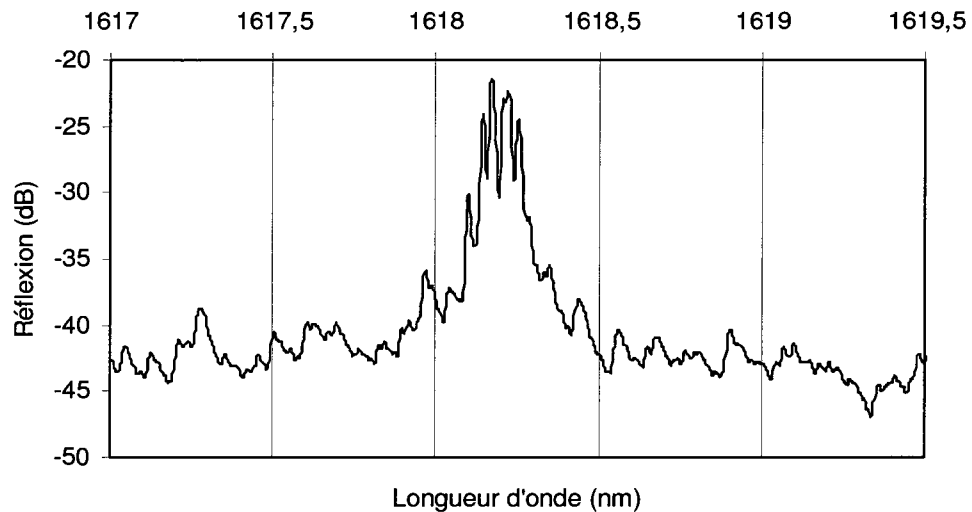


Figure 33 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 6 cm écrit à une fréquence de 354 Hz à l'aide du moteur linéaire.

Malgré toutes les tentatives de raffiner l'alignement de la monture et du moteur linéaire, les résultats obtenus exhibèrent toujours un léger chirp. Pour un réseau de 2 cm comme le montre la figure 30, on mesure une largeur de bande de 0.15 nm, ce qui correspond à une longueur de réseau de 1.2 cm, ce qui démontre un léger chirp. Par contre, lorsque des réseaux plus longs sont fabriqués, comme le montre la figure 33 pour un réseau de 6 cm, la largeur de bande est de 0.3 nm, ce qui correspond à une longueur de réseau de 0.5 cm. Même si on augmente la longueur du réseau, la réflectivité demeure grossièrement la même et la largeur de bande augmente plutôt que de diminuer. Il a été spéculé que cela était peut-être dû à la monture de la fibre qui entraînerait une certaine courbure de la fibre, entraînant ainsi une variation de la position par rapport au croisement des faisceaux. Ceci n'expliquerait pas pourquoi la réflectivité est si basse étant donné qu'il avait auparavant été possible d'obtenir une plus grande réflectivité avec le moteur rotatif pour des réseaux semblant être de moins bonne qualité.

Il semble donc difficile de fabriquer des réseaux de longueur plus importante avec l'équipement disponible pour cette approche. Étant donné que la fabrication de réseaux longs était un des objectifs initiaux de l'implémentation de cette technique, le moteur linéaire fut à nouveau remplacé par le moteur rotatif avec comme but de tenter de nouvelles approches.

5.2.3 Retour à l'utilisation du moteur rotatif

Maintenant qu'il était possible de déterminer que les résultats obtenus précédemment avec le moteur rotatif étaient en effet affectés par la friction entre la fibre et la monture, il était possible d'attaquer ce problème avec de bons espoirs d'améliorer les résultats obtenus. Dans cette approche, la fibre est maintenue en place sur une monture fixe à l'aide de petits trous aspirant l'air sous la fibre. La fibre est maintenue en place assez solidement pour qu'elle ne tombe pas de la monture pendant son déplacement même si les montures ne sont pas fermées sur celle-ci. Les tranchées dans lesquelles la fibre est maintenue et où sont placés les trous aspirant l'air étaient initialement d'une largeur de 125 μm , i.e. de la taille d'une fibre optique dont la gaine de protection a été enlevée. Afin de réduire la friction encourue par la fibre lors de son déplacement, trois changements au montage furent successivement tentés.

D'abord, il fut proposé de remplacer les tranchées de 125 μm par des tranchées de 250 μm . De cette façon, la friction serait diminuée légèrement étant donné que la fibre ne recouvre pas entièrement les trous servant à aspirer l'air. Cette approche n'apporta pas de différences significatives dans la qualité des résultats obtenus, mais fut tout de même conservée au montage.

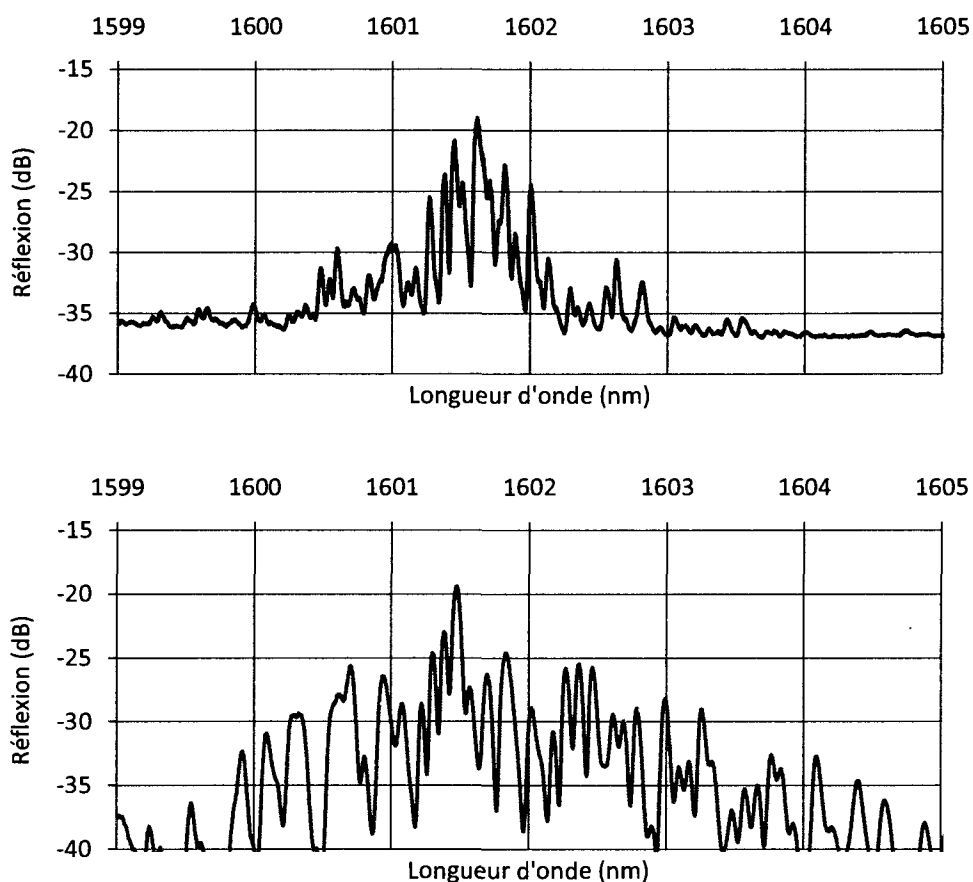


Figure 34 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg de 1 cm écrit en diminuant le débit d'air (en bleu) et spectre de réflexion écrit à un débit d'air maximal (en orange).

Ensuite une valve permettant de contrôler le débit d'air étant aspiré par la pompe a été ajoutée. De cette façon, il devient possible de réduire la friction entre la fibre et la monture en réduisant le débit d'air. Le débit est réduit jusqu'à ce que la fibre tienne à peine en place sur la monture, une petite perturbation la faisant tomber. Une différence significative fut alors observée dans la qualité des résultats obtenus. L'analyseur de spectre SWS affiche périodiquement le spectre du réseau de Bragg étant fabriqué à toutes les 13 secondes (10 nm/s), ce qui permet d'observer l'évolution du spectre du réseau de Bragg au cours de sa

fabrication. La figure 34 illustre des spectres de réflexion de réseaux fabriqués selon les mêmes paramètres, mais avec des débits d'air différents.

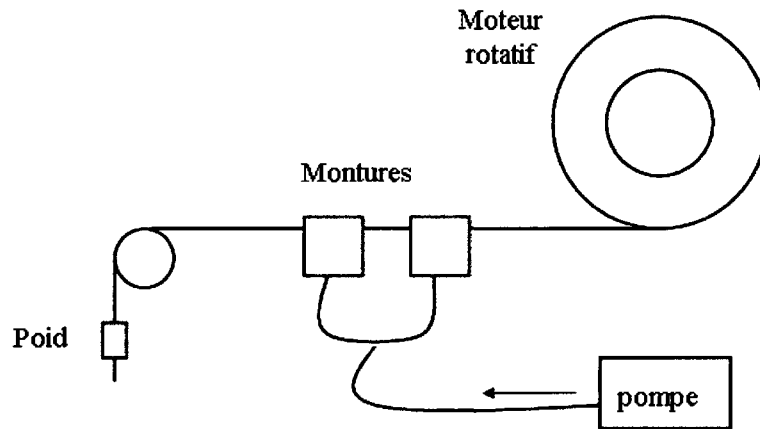


Figure 35 – Schéma du procédé de déplacement de la fibre optique avec injection de l'air dans les montures.

Malgré une amélioration de la qualité des réseaux fabriqués suivant cette modification, elle ne permettait cependant pas encore de fabriquer des réseaux de Bragg de haute qualité et de longueur significative (>1 cm). La cause pourrait être qu'il subsiste encore suffisamment de friction entre la fibre et la monture malgré la réduction du débit d'air. Cela pourrait aussi être dû à la perte d'alignement entre la fibre et le moteur de rotation au cours de l'étirage. Il fut alors proposé une autre méthode pour « réduire » le débit d'air d'avantage de façon à vérifier si cela pouvait davantage améliorer la qualité des réseaux obtenus de façon significative. Plutôt que de réduire davantage le débit, l'air fut injecté dans les montures et les montures refermées de façon à créer un coussin d'air sous la fibre. Les tranchées étant de $250\ \mu\text{m}$, la fibre peut s'y déplacer librement. Un examen rapide du procédé consistant à tirer manuellement la fibre avant et après l'injection d'air dans la monture permet de constater une nette différence dans la friction ressentie. L'ajout d'un contrepoids du côté opposé du moteur de rotation est nécessaire de façon à maintenir la fibre tendue au cours de l'étirage. La figure 35 illustre le montage utilisé. Le contrepoids utilisé consiste en deux

petits aimants qui peuvent facilement se fixer à la fibre sans l'endommager. Il est suspendu à un support circulaire, pouvant être déplacé selon trois axes, sur lequel la fibre peut glisser librement. Du téflon fut appliqué sur ce support de façon à minimiser la friction entre la fibre et celui-ci.

Cette dernière approche permet d'obtenir les meilleurs résultats à ce jour comme le montre le spectre de réflexion de la figure 35. Par contre, il n'est pas nécessairement aisé d'obtenir des résultats de qualité supérieure à l'aide de cette méthode. En effet, l'alignement entre le support du contrepois, la monture et l'endroit où la fibre est maintenue au moteur rotatif est très critique dans l'obtention de bons résultats.

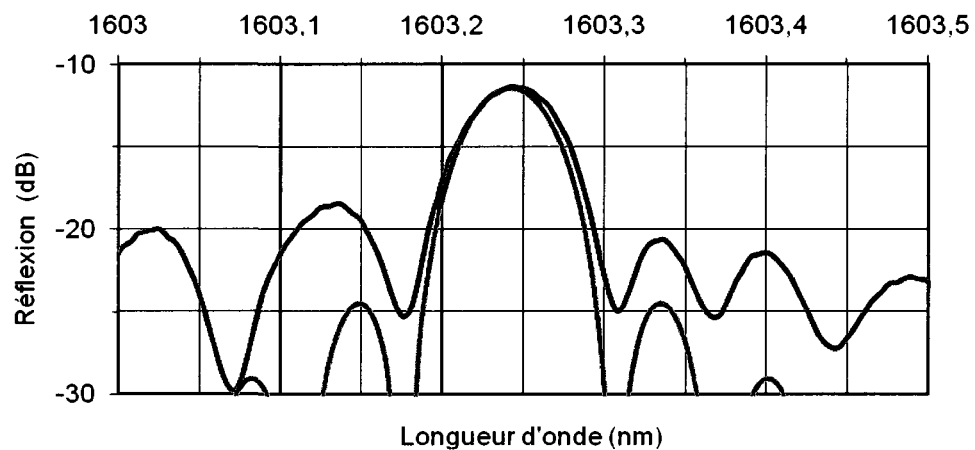


Figure 36 – Spectre de réflexion expérimental d'un réseau de Bragg uniforme de 2 cm (en bleu) et spectre de réflexion théorique d'un réseau de Bragg uniforme de 2 cm (en orange).

L'alignement peut être légèrement variable d'un essai à l'autre, ce qui empêche d'obtenir des bons résultats sur une base consistante. Ces derniers résultats démontrent davantage le potentiel de cette technique à fabriquer des réseaux de Bragg de bonne qualité. En effet, le montage dans son état actuel ne permet pas de fabriquer des réseaux de Bragg de haute qualité et de longueur appréciable. Pour améliorer d'avantage la qualité de fabrication, le recours à un moteur linéaire de haute précision s'avère nécessaire.

5.3 Réseaux chirpés

La modélisation du processus d'écriture effectuée à la section 3.2 démontrait qu'il était théoriquement possible d'obtenir des réseaux de Bragg de longueur d'onde de Bragg arbitraire tout comme des réseaux de Bragg chirpés à l'aide de cette technique en faisant varier la fréquence du signal en dents de scie. Il fut donc tenté expérimentalement de fabriquer des réseaux de Bragg de différentes longueurs d'onde de Bragg et des réseaux de Bragg chirpés à l'aide de cette approche.

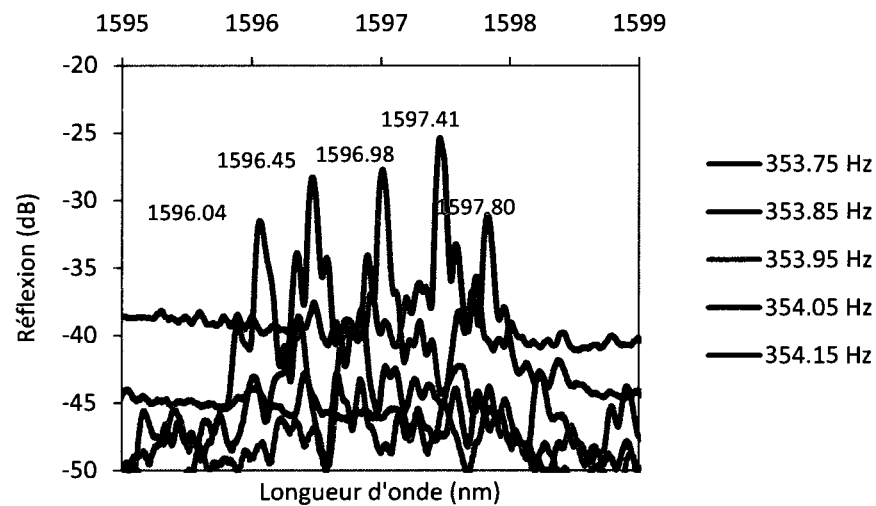


Figure 37 – Spectre de réflexion de réseaux de Bragg écrits à vitesse constante et selon différentes fréquences.

La figure 37 Montre différents spectres de réseaux de Bragg fabriqués à l'aide du moteur linéaire selon une même vitesse de déplacement, mais pour différentes fréquences du signal. La figure 38 relie la longueur d'onde de Bragg de ces différents spectres aux calculs de modélisation ayant été effectués à la section 3.2. Ceci démontre qu'il est bel et bien possible de faire varier la longueur d'onde de Bragg sans altérer directement l'interféromètre. La variation de la longueur d'onde de Bragg correspond également à ce

qui avait été prédit à la section 3.2. Cet aspect de la technique peut grandement faciliter l'ajustement fin de la longueur d'onde de Bragg par rapport aux techniques conventionnelles qui requièrent communément une rotation des miroirs de l'interféromètre et un déplacement de la position de la fibre optique dans celui.

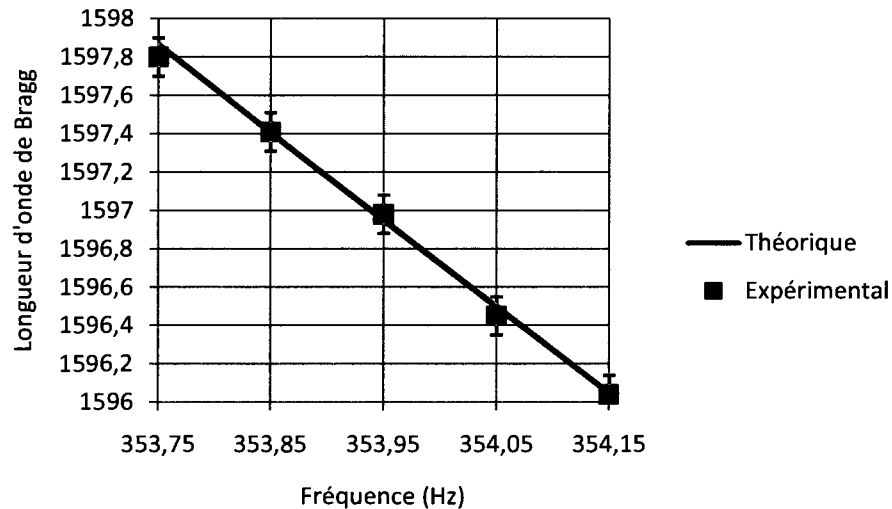


Figure 38 – Longueur d'onde de Bragg en fonction de la fréquence du signal. Les barres d'erreurs correspondent aux variations dues au positionnement de la fibre optique par rapport aux faisceaux (~ 0.1 nm).

Le générateur de fonction possède une fonction permettant d'effectuer un balayement de fréquences prédéterminé. Afin d'obtenir un réseau de Bragg chirpé d'une certaine largeur de bande, on peut se baser sur la figure 11 qui illustre la relation entre la longueur d'onde de Bragg et la fréquence du signal. Sur une petite bande de fréquence, on peut considérer la variation comme étant grossièrement linéaire et d'une valeur d'environ 4nm/Hz pour la bande CL qui nous concerne. Malgré que l'on ne puisse s'attendre à obtenir un réseau où le spectre de réflexion correspondrait bien avec la forme théorique de plateau caractéristique illustrée à la figure 7 de la section 2.2.2, un accord entre la largeur de bande théorique et expérimentale confirmerait certains calculs effectués à la section 3.2.

La figure 39 illustre un spectre de réflexion d'un réseau de Bragg chirpé d'une longueur de 5 cm obtenu en balayant la fréquence du signal sur une plage de 1 Hz. Comme le prédisait la théorie, la largeur de bande obtenue pour un tel balayement est d'environ 4 nm. On note la présence de fortes oscillations dans la région du plateau du spectre de la figure 39. Ces oscillations sont probablement dues à des erreurs dans la variation de la phase dans le réseau. Le plateau demeure tout de même assez stable en moyenne, ce qui semble confirmer le potentiel de cette technique de fabriquer des réseaux de profils arbitraires.

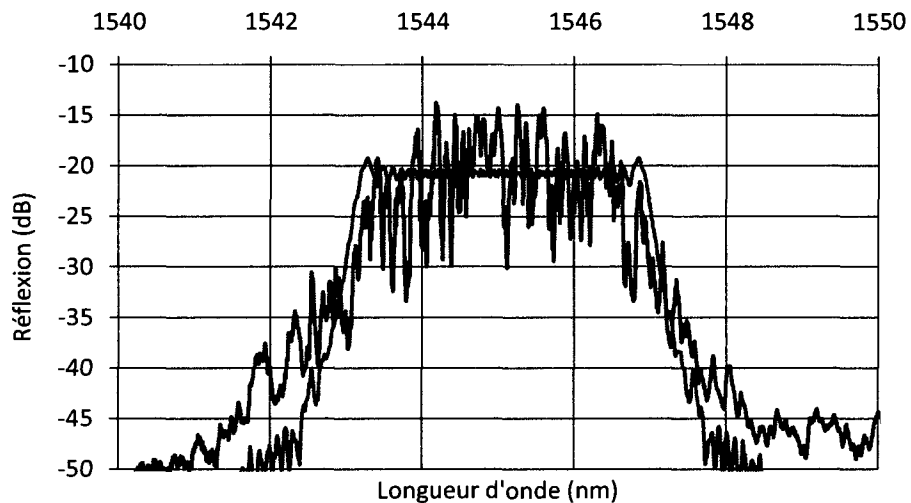


Figure 39 – Spectre de réflexion d'un réseau de Bragg chirpé de 5 cm écrit en balayant la fréquence du signal de 499.5 à 500.5 Hz (en bleu) et spectre de réflexion théorique d'un réseau de Bragg chirpé de 5 cm (en orange).

5.4 Réseaux aléatoires et localisation de la lumière

La cause de l'écart entre les spectres de réflexion des réseaux de Bragg obtenus à la section 5.2.1 à l'aide du moteur rotatif et les prédictions théoriques a été déduite comme étant la

friction encourue par la fibre optique lors de son déplacement pendant le processus d'écriture. Par contre, l'explication théorique derrière la forme générale étrange que prenaient les spectres de réflexion demeurait un mystère.

Dans un article publié par Shapiro et al. [36], il est démontré que plusieurs réseaux de Bragg courts placés aléatoirement en série peuvent entraîner un effet appelé *localisation de la lumière*. Par localisation, on fait référence à un effet découvert en 1958 [24] par Phillip Warren Anderson et qui lui valu un prix Nobel en 1977. La localisation d'Anderson est un phénomène qui a d'abord décrit le comportement des électrons dans certains milieux. C'est un effet qui peut se généraliser à tous les comportements ondulatoires. On la définit comme étant l'absence de diffusion des ondes dans les milieux désordonnés.

Il existe aussi un effet précurseur appelé localisation faible (par opposition à la localisation d'Anderson qui est aussi appelée localisation forte). En régime de localisation faible, il est possible d'observer une forte rétrodiffusion qui n'est pas prédite par la théorie de diffusion standard négligeant les interférences.

La localisation d'Anderson est plutôt difficile à observer expérimentalement dans les solides, par contre, il est beaucoup plus facile de l'observer en optique. En effet, beaucoup d'intérêt a été porté à la localisation de la lumière au cours des dernières années [37], l'effet permettant entre autres d'obtenir des lasers aléatoires [38, 39]. L'avenue la plus largement empruntée pour obtenir une localisation de la lumière est l'utilisation d'une poudre fine qui permet, lorsque la dimension des particules et leur indice de réfraction sont appropriés, d'obtenir un régime de localisation fort [40].

Le raisonnement derrière l'hypothèse que les réseaux de Bragg fabriqués exhibaient un effet de localisation se basait sur la possibilité que les erreurs engendrées par la friction entre la fibre optique et la monture durant le déplacement se manifestent par des sauts de phase distribués aléatoirement dans le réseau. Ces sauts de phase agiraient comme des diffuseurs qui en nombre suffisamment important feraient en sorte qu'une localisation

faible se produirait (le régime de localisation forte étant impossible à atteindre car nécessitant un haut rapport d'indice impossible à atteindre dans un réseau de Bragg).

L'objet de la présente section n'est pas de faire une revue détaillée du phénomène, mais seulement d'en offrir un aperçu. Une propriété intéressante du phénomène est que la transmission à travers une série de diffuseurs (qui dans le cas présent serait des réseaux de Bragg) se calcule comme la multiplication des transmissions individuelles, c'est-à-dire que les multi réflexions n'ont pas à être prises en compte. Ceci entraîne que la transmission en fonction de la longueur du milieu ou du nombre de diffuseurs aura un comportement exponentiel plutôt qu'un comportement linéaire normalement prédit par la théorie de diffusion standard :

$$T \propto \exp\left(-\frac{L}{2\xi}\right) \quad (66)$$

où ξ est la longueur de localisation qui est le paramètre déterminant l'intensité du phénomène.

Dans l'article de Shapiro *et al.* [36], des spectres de réflexions de séries de réseaux de Bragg de 0.385 cm distribués aléatoirement de par une distance de 0 à 1 mm sont calculés à l'aide de la méthode des matrices de transfert décrite à la section 2.3. Des matrices correspondant à une propagation sur une longueur aléatoire sont insérées entre des matrices correspondant aux réseaux individuels. Cette technique fut adaptée aux réseaux de Bragg fabriqués en distribuant aléatoirement parmi les matrices de transfert du réseau des matrices correspondant à de petits sauts de phase placés selon une distribution de Poisson. Étant donné que l'écriture du réseau est continue, ces sauts de phase aléatoires sont considérés comme étant uniformément distribués entre 0 et 2π . Le programme MATLAB permettant de calculer le spectre de réflexion de tels réseaux est présenté à l'annexe B. Le programme permet aussi d'ajouter un bruit blanc gaussien sur le profil de période du réseau.

La figure 40 illustre un spectre de réflexion simulé à l'aide du programme MATLAB et un spectre de réflexion obtenu expérimentalement. On remarque une ressemblance significative entre les deux tracés, indiquant que le phénomène déterminant la forme unique des spectres de réflexion est proche du modèle proposé.

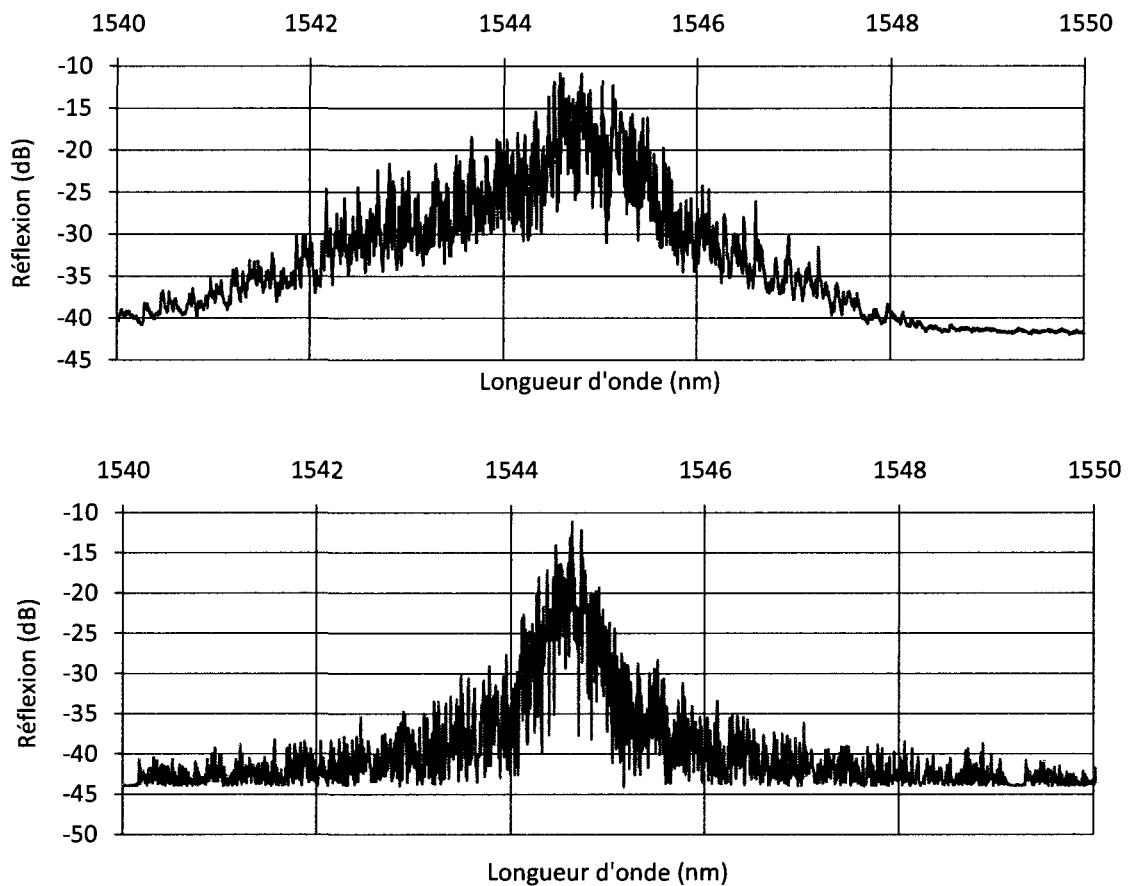


Figure 40 – Spectre de réflexion expérimental d'un réseau de Bragg aléatoire de 8 cm (en bleu) et spectre de réflexion simulé d'un réseau de Bragg aléatoire de 8 cm contenant 50 sauts de phase distribués aléatoirement (en orange).

La correspondance entre les deux tracés pourrait encore être améliorée, mais l'approche actuelle en est une d'essais-erreurs. La simulation du spectre de réflexion est très influencée

par le nombre de sauts de phase, le nombre de matrices de transfert entre ceux-ci, la constante de couplage et l'importance du saut de phase. Il devient donc difficile de trouver précisément les paramètres du réseau aléatoire à l'aide des simulations. Aussi, il faut ajouter que le spectre expérimental a une forme plus « triangulaire » que les spectres théoriques. Il ne fut pas possible de retrouver cette forme particulière des extrémités du spectre dans les simulations.

Cette méthode permettant une localisation de la lumière à l'aide de réseaux de Bragg semble plus avantageuse que la méthode consistant à écrire successivement plusieurs réseaux identiques séparés par une certaine longueur. Les sauts de phase étant beaucoup plus courts, il est possible d'en distribuer une quantité beaucoup plus importante sur une longueur plus courte, augmentant de cette façon le nombre de diffusions aléatoires. Ces réseaux sont aussi faciles et rapides à obtenir sur une longueur arbitraire avec la méthode proposée utilisant un moteur rotatif.

Beaucoup d'études seraient encore nécessaires afin de contrôler les paramètres des réseaux fabriqués et d'obtenir un modèle précis du phénomène. Il est à noter qu'il s'agit, jusqu'à preuve du contraire, de la première observation de cette effet dans un réseau de Bragg continu. L'objet du projet de maîtrise présenté dans ce mémoire portant sur le développement de la technique de fabrication de réseaux de Bragg, ces études plus approfondies se feront dans un autre cadre.

CONCLUSION

Au courant de ce dernier chapitre, les chapitres précédents seront survolés avec une emphase sur les résultats. Une ébauche des travaux futurs sera aussi tracée.

Contributions

Le chapitre 1 présente un survol des différentes méthodes de fabrication des réseaux de Bragg. Le phénomène de la photosensibilité, étant fondamental à la fabrication des réseaux de Bragg est d'abord abordé. Les méthodes de fabrication actuelles sont ensuite explicitées en détail en faisant un clivage entre les méthodes limitées par le masque de phase et les méthodes limitées par la longueur du système de translation. Un accent particulier est donné à ces dernières, moins conventionnelles, la technique présentée au cours de ce mémoire faisant aussi partie de cette catégorie. Trois techniques ayant comme but de fabriquer des réseaux de Bragg longs sont revues en mettant un accent sur les caractéristiques qui les différencient de la technique présentée.

Le chapitre 2 poursuit en présentant la théorie des réseaux de Bragg. La théorie des modes couplés est d'abord utilisée pour dériver les différentes quantités qui décrivent le comportement des réseaux de Bragg uniformes telles que la réflectivité et la largeur de bande. Les différentes notions entourant les réseaux de Bragg non-uniformes telles que l'apodisation, le chirp et les sauts de phase sont ensuite abordées en se basant sur le même formalisme utilisé pour les réseaux uniformes. La modélisation des réseaux de Bragg est ensuite abordée à l'aide de la méthode des matrices de transfert. Cette méthode est utilisée pour obtenir des spectres de transmission théorique des réseaux de Bragg uniformes, chirpés, apodisés et présentant un saut de phase.

Les principes de la nouvelle méthode de fabrication de réseaux de Bragg sont ensuite présentés au chapitre 3. L'obtention d'un mouvement de franges continu à l'aide de l'interféromètre à phase variable de type pousser/tirer est d'abord explicitée. Le processus d'écriture est ensuite modélisé en détail à l'aide du logiciel MATLAB. L'effet des erreurs des paramètres d'écriture est déterminé en détail. Il est démontré que seule la fréquence du signal en dents de scie importe dans la longueur d'onde de Bragg du réseau obtenu. L'apodisation du réseau est quant à elle une fonction de la fréquence et de l'amplitude de ce signal.

Le chapitre 4 décrit le montage expérimental et les divers éléments du montage ainsi que leur implantation y sont présentés. Une emphase est mise sur la description des modulateurs de phase électro-optiques. Ces derniers représentant l'élément-clé de l'interféromètre proposé, les mathématiques décrivant leur fonctionnement et permettant leur alignement sont développés en détail. Une procédure d'alignement unique est présentée et le voltage V_π est calculé. Le chapitre se termine en abordant les divers systèmes de déplacement de fibre optique utilisés.

Les résultats expérimentaux obtenus sont exposés au chapitre 5. Les divers tests préliminaires tels que la vérification de la linéarité des modulateurs de phase et l'observation du mouvement des franges d'interférence sont d'abord couverts. Les premiers résultats obtenus à l'aide du moteur rotatif sont ensuite discutés avec l'accent sur la recherche de la source d'erreurs faisant en sorte que la forme des spectres de réflexion diffère fortement des prédictions théoriques. Les résultats obtenus ensuite à l'aide du moteur linéaire démontre que la source principale d'erreurs était la friction entre la fibre optique et sa monture lors de son déplacement. Il est ensuite démontré qu'il est possible de réduire cette friction pour obtenir des résultats de meilleure qualité, mais présentant encore des divergences avec la théorie. Le recours à un moteur linéaire de haute précision s'avère inévitable pour l'obtention de réseaux de grande qualité. Des réseaux de Bragg chirpés sont ensuite fabriqués de façon à démontrer les capacités de cette technique à fabriquer des

réseaux de profils arbitraires. Finalement, les premiers résultats obtenus à l'aide du moteur rotatif sont analysés comme étant le fruit d'une localisation faible de la lumière. Un modèle numérique appuie cette explication.

Critique du travail

. L'ampleur du travail nécessaire pour développer une nouvelle technique de fabrication de réseaux de Bragg fonctionnant relativement bien fut significativement plus élevée que ce qui était initialement prévu. Le départ fut lent, prenant environ huit mois avant d'obtenir les premiers réseaux, en partie à cause de problèmes de santé et aussi à cause d'une certaine hésitation à se « salir les mains ». Un an après la réalisation des premiers réseaux, je possédais des résultats suffisamment intéressants pour présenter un séminaire dans une conférence internationale et dans un article publié dans *Optics Express*. Ces travaux m'ont donné autant des connaissances pratiques à propos du monde de l'optique qu'une bonne expérience me permettant d'être à l'aise dans le monde de la recherche. Les nombreux obstacles à la réalisation du projet ont particulièrement éprouvé ma persévérance. Ces travaux auront un impact certain dans le domaine de la fabrication des réseaux de Bragg.

Travaux futurs de recherche

L'amélioration de la qualité des réseaux de Bragg fabriqués à l'aide du montage actuel est devenue très difficile. Le recours à un moteur linéaire de haute précision est devenu inévitable, mais le coût d'un tel équipement est très élevé. L'avenue la plus prometteuse est probablement d'exploiter le potentiel de la technique dans le domaine de la localisation de la lumière. En effet, l'obtention de ce phénomène fut jusqu'à présent hasardeuse et il serait probablement intéressant d'arriver à en contrôler les paramètres tels que la longueur de localisation, la réflectivité, la période des petites oscillations ainsi que le nombre de sauts de phase. Une étude plus approfondie du phénomène est nécessaire afin de découvrir le potentiel réel.

L'application la plus prometteuse pour de telles structures est sûrement dans le domaine des lasers aléatoires. Les lasers aléatoires sont des lasers n'étant pas basés sur une cavité de type Fabry-Pérot ou DFB, mais plutôt sur la localisation de la lumière engendrée par la diffusion aléatoire de la lumière par les différents éléments d'un milieu désordonné. Ces lasers présentent des propriétés uniques : seuil d'émission très faible, haute efficacité quantique, mince largeur spectrale, fréquence très stable et assemblage facile. Plusieurs variétés de ces lasers ont été démontrées : poudres de semi-conducteurs ou terres rares, cristaux liquides ou colloïdes en suspension dans une solution de colorants. Toutes ces variétés partagent un manque de directionnalité de l'émission engendré par la diffusion aléatoire. Cette caractéristique limite aussi la profondeur à laquelle la lumière de pompe peut pénétrer le milieu de gain. Ceci a pour conséquence que le seuil d'émission est beaucoup plus élevé en pratique que ce à quoi il serait possible de s'attendre pour un tel laser.

Un laser aléatoire qui serait basé sur un réseau de Bragg engendrant une localisation de la lumière aurait l'avantage de ne pas être raisonnant à la longueur d'onde de pompe, permettant ainsi d'obtenir un gain uniforme. Les lasers aléatoires à fibre n'ont été que très peu explorés jusqu'à maintenant et cette avenue semble donc démontrer un excellent potentiel de recherche.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: application to reflection filter fabrication," *Appl. Phys. Lett.* **32**, 647-649 (1978).
- [2] J. Bures, S. Lacroix, J. Lapierre, "Bragg reflector induced by photosensitivity in an optical fibre: model growth and frequency response," *Appl. Opt.* **21**(19) 3052 (1982).
- [3] K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson, J. Albert, "Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1035-1037 (1993).
- [4] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, A.E. White, "Production of in-fibre gratings using a diffractive optical element," *Electron. Lett.* **29**, 566-568 (1993).
- [5] J. D. Prohaska, E. Snitzer, S. Rishton and V. Boegli, "Magnification of mask fabricated fibre Bragg gratings," *Electron Lett.* **29**, 1614-1615 (1993).
- [6] R. Kashyap, J. R. Armitage, R. J. Campbell, G.D. Maxwell, D. L. Williams, B. J. Ainslie, C. A. Millar, "Light sensitive fibres and planar waveguides", *Br. Telecom. Technol. J.* **11** (2), 150, April 1993.
- [7] G. Meltz, W. W. Morey, W. H. Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method," *Opt. Lett.* **14**, 823- (1989).
- [8] Y. Liu, L. Dong, J. J. Pan, C. Gu, "Strong phase-controlled fiber Bragg gratings for dispersion compensation," *Opt. Lett.* **28**, 786-788 (2003).
- [9] E. Choi, J. Na, S. Ryu, G. Mudhana, B. Lee, "All-fiber variable optical delay line for applications in optical coherence tomography: feasibility study for a novel delay line," *Opt. Express* **13**, 1334-1345 (2005).
- [10] R. Kashyap, R. Wyatt, P. F. McKee, "Wavelength flattened saturated erbium amplifier using multiple side-tap Bragg gratings," *Electron. Lett.* **29** (11), 1025 (1993).

- [11] T. Hausken, "Incumbent sources resist fibre laser proliferation," *Optics & Laser Europe*, january (2008).
- [12] G. Nemova, R. Kashyap, "Fiber-Bragg-grating-assisted surface plasmon-polariton sensor," *Optics Letters* 31(13), (2006).
- [13] V.E. Saouma, D.Z. Anderson, K. Ostrander, B. Lee and V. Slowik, "Application of fiber Bragg grating in local and remote infrastructure health monitoring," *Materials and Structures*, 31(1998), 259-266.
- [14] J. Jung, Hui Nam, B. Lee, J. O. Byun, N. S. Kim, "Fiber Bragg Grating Temperature Sensor with Controllable Sensitivity," *Appl. Opt.* 38, 2752-2754 (1999).
- [15] R Kashyap, A. Swanton, D. J. Armes, "A simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings", *Electron. Lett.* 32(13), 1227-1229, 1996.
- [16] R. Kashyap H.-G. Froehlich, A. Swanton, 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.* 32, 1807-1808 (1996).
- [17] A. Asseh, H. Storøy,, B. E. Sahlgren, S. Sandgren, R. A. H. Stubbe, "A writing technique for long fiber Bragg gratings with complex reflectivity profiles," *J. Lightwave Technol.* 15, 1419-1423 (1997).
- [18] K.-C. Hsu, L.-G. Sheu, K.-P. Chuang, S.-H. Chang, Y. Lai, "Fiber Bragg grating sequential UV-writing method with real-time interferometric side-diffraction position monitoring," *Opt. Express* 13, 3795-3801 (2005).
- [19] Y. Liu, J. J. Pan, C. Gu, L. Dong, "Novel fiber Bragg grating fabrication method with high-precision phase control," *Opt. Eng.* 43, 1916–1922 (2004).
- [20] V. Perlin, H. Winful, "Distributed feedback fiber Raman laser," *IEEE J. Quantum Electron.* 37, 38-47 (2001).
- [21] T. Komukai, K. Tamura, M. Nakazawa, "An efficient 0.04-nm apodized fiber Bragg grating and its application to narrow-band spectral filtering," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 9, 934–936 (1997).

- [22] P. Petropoulos, M. Ibsen, A. D. Ellis, D. J. Richardson, "Rectangular pulse generation based on pulse reshaping using a superstructured fiber Bragg grating," *Journal of Lightwave Technology* 19, 746–752 (2001).
- [23] I. Petermann, B. Sahlgren, S. Helmfrid, A. T. Friberg, P.-Y. Fonjallaz, "Fabrication of advanced fiber Bragg gratings by use of sequential writing with a continuous-wave ultraviolet laser source," *Appl. Opt.* 41, 1051-1056 (2002).
- [24] P. Anderson, "Absence of diffusion in certain random lattices," *Phys. Rev.*, 109, 1492-1505 (1958).
- [25] R. Kashyap, "Fiber Bragg Gratings", Academic Press ; 1st edition (1999).
- [26] 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.* 62, 1035-1037 (1993).
- [27] A. Othonos, X. Lee, "Novel and improved methods of writing Bragg gratings with phase masks," *Appl. Phys. Lett.* 24, 354 (1995).
- [28] J. Albert, S. Theriault, F. Bilodeau, D.C. Johnson, K.O. Hill, P. Sixt, M.J. Rooks, "Minimization of phase errors in long fiber Bragg grating phase masks made using electron beam lithography," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 8, 1334-1336 (1996).
- [29] M. Matsuhara, K.O. Hill, "Optical-waveguide band rejection filter: design", *Appl. Opt.* 13, 2886-2888 (1974).
- [30] F. Ouellette, "Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg filters in optical waveguides", *Opt. Lett.* 12, 847 (1987).
- [31] J.-F. Cliche, Y. Painchaud, C. Latrasse, M.-J. Picard, I. Alexandre, Michel Têtu, "Ultra-Narrow Bragg Grating for Active Semiconductor Ultra-Narrow Bragg Grating for Active Semiconductor," *BGPP* (2007).
- [32] M. Yamada, K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach," *Appl. Opt.* 26, 3474-3478 (1987).

- [33] T. Erdogan, V. Mizrahi, "Characterization of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 2100-2105 (1994).
- [34] C. Pruche, "A Study of EO modulation", École Polytechnique de Montréal, (2003).
- [35] R. B. Walker, S. J. Mihailov, P. Lu, D. Grobnic, "Shaping the radiation field of tilted fiber Bragg gratings," *J. Opt. Soc. Am. B* 22, 962-974 (2005).
- [36] O. Shapira, B. Fischer, "Localization of light in a random-grating array in a single-mode fiber," *J. Opt. Soc. Am. B* 22, 2542-2552 (2005).
- [37] H. Cao, "Lasing in random media," *Waves in Random Media* 13, R1-R39 (2003).
- [38] V. Milner, A. Genack, "Photon localization laser," *Phys. Rev. Lett.* 94, 073901(4) (2005).
- [39] C. J. S. de Matos, L. de S. Menezes, A. M. Brito-Silva, M. A. Martinez Gámez, A. S. L. Gomes, C. B. de Araújo, "Random fiber laser," *Phys. Rev. Lett.* 99, 153903 (2007).
- [40] G. R. Williams, S. B. Bayram, S. C. Rand, T. Hinklin and R. M. Laine, "Laser action in strongly scattering rare-earth-metal-doped dielectric nanophosphors," *Phys. Rev. A* 65, 013807 (2001).

ANNEXE A – PRÉSENTATIONS ET PUBLICATIONS EFFECTUÉES AU COURS DE LA MAÎTRISE

Articles dans des revues avec comité de lecture

- Fotsing-Djouwe I., **Gagné M.**, Laurin J., Kashyap R. (2007) “Optical fibre musical instruments: making sense of the senseless.” *Journal of Material Science: Materials in Electronics*, 1573-482X, 5pp.
- **Gagné M.**, Bojor L., Maciejko R., Kashyap R. (2008) “Novel custom fiber Bragg gratings fabrication technique based on push-pull phase-shifting interferometry.” *Optics Express* 16(26), 21550-7.

Proceedings

- **Gagné M.**, Kashyap R. (2008) “Novel long fiber Bragg gratings fabrication technique based on push-pull phase-shifting interferometry.” *Physica Status Solidi C: Current Topics in Solid State Physics, Third International Conference on Optical, Optoelectronic, Photonic Materials and Applications (ICOOPMA 2008)*, proceeding, 3pp.

Présentation par affiche

- **Gagné M.**, Kashyap R. (2008) Novel long fiber Bragg gratings fabrication technique based on push-pull phase-shifting interferometry. CIPI annual meeting, 21-23 mai, Banff, Canada.

Exposés oraux

- **Gagné M.**, Kashyap R. (2008) Novel long fiber Bragg gratings fabrication technique based on push-pull phase-shifting interferometry. Third International Conference on Optical, Optoelectronic, Photonic Materials and Applications, 20-25 juillet, Edmonton, Canada

ANNEXE B – PROGRAMMES DE SIMULATIONS DE RÉSEAUX DE BRAGG MATLAB

Programme permettant de calculer le spectre de réflexion d'un réseau uniforme

```

function y = unifbg(Rmax,L,walD,M)

%programme calculant le spectre d'un grating uniforme
%Rmax représente la réflexion désirée
%L représente la longueur du réseau
%walD représente la longueur d'onde de Bragg
%M représente le nombre de matrices
format long;

%=====
% Paramètres de simulation
%walD = 1.60323e-6;
wall = 0.999*walD;
wal2 = 1.001*walD;
step = 500;
wal = [wall:(wal2-wall)/step:wal2];
%=====
%Rdb = -11.44;
%Rmax = 10^(Rdb/10); %required maximum reflectivity
rmax = sqrt(Rmax);
kacL = atanh(rmax);
c = 2.99793e8; %Vitesse de la lumière
v = 1; %Visibilité
%=====
%Implémentation de la méthode des matrices de transfert
nef = 1.47; %Indice de réfraction du coeur
%M = 50;
dz = L/M;
kac = kacL/L; % Constante de couplage "AC"
kdc = 2*kac/v; % Cousnate de couplage "DC"
for (r = 1:step+1) %boucle for pour chaque longueur d'onde
    w = wal(r);
    F = [1 0; 0 1];
    for(s = 1:M) %boucle for pour chaque dz
        det = 2*pi*nef*(1/w - 1/walD);
        gdc = det + kdc;
        p1 = sqrt(kac^2 - gdc^2);
        p2 = gdc^2/kac^2;
        f11 = cosh(p1*dz) - i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
    end
end

```



```

        f12 = -i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f21 = i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f22 = cosh(p1*dz) + i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        ff = [f11 f12; f21 f22];
        F = ff*F;
    end
    r3(r) = F(2,1)/F(1,1); % Réflexion en amplitude
    R3(r) = (abs(r3(r)))^2; % Réflexion en intensité
end
%=====
%Plots for reflection and transmission spectra for Bragg reflector
figure (1)
plot(wal*1e9, 10*log10(R3), 'k')
grid
axis([1603 1603.5 -50 0])
title('Reflection Spectrum of Bragg Reflector')
xlabel('Wavelength (nm)')
ylabel('Power dB')

y=[wal*1e9; 10*log10(R3)];
sortie_fbg2=fopen('sortie_fbg2.txt','w');
fprintf(sortie_fbg2,'%7.5f %7.5f\n',y);
fclose(sortie_fbg2);

```

Programme calculant le spectre de réflexion d'un réseau de Bragg chirpé

```

function y = chirpfbg(Rmax,L,w1,w2,M)

%programme calculant le spectre d'un grating uniforme
%Rmax représente la réflexion désirée
%L représente la longueur du réseau
%w1 et w2 représente les longueurs d'onde de Bragg inférieure et
supérieure
%M représente le nombre de matrices

format long;

%=====
% Fibre simulation parameters
wal1 = 0.999*w1;
wal2 = 1.001*w2;
step = 500;
wal = [wal1:(wal2-wal1)/step:wal2];
%=====
%For a grating of maximun reflectance R = 0.2

```

```

rmax = sqrt(Rmax);
kacL = atanh(rmax);
c = 2.99793e8; %Speed of light
h = 25e-9;
v = 1; %Fringe visibility
%=====
%Implémentation de la méthode des matrices de transfert
nef = 1.47; %Indice de réfraction du coeur
%M = 50;
dz = L/M;
kac = kacL/L; % Constante de couplage "AC"
kdc = 2*kac/v; % Cousnate de couplage "DC"
for (r = 1:step+1) %boucle for pour chaque wavelength
    w = wal(r);
    F = [1 0; 0 1];
    for(s = 1:M) %boucle for pour chaque dz
        walD = w1+s*(w2-w1)/M; %la période qui change
        det = 2*pi*nef*(1/w - 1/walD);
        gdc = det + kdc;
        p1 = sqrt(kac^2 - gdc^2);
        p2 = gdc^2/kac^2;
        f11 = cosh(p1*dz) - i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        f12 = -i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f21 = i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f22 = cosh(p1*dz) + i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        ff = [f11 f12; f21 f22];
        F = ff*F;
    end
    r3(r) = F(2,1)/F(1,1); % Réflexion en amplitude
    R3(r) = (abs(r3(r)))^2; % Réflexion en intensité
end
%=====
%Plots for reflection and transmission spectra for Bragg reflector
figure (1)
plot(wal*1e9, 10*log10(R3), 'k')
grid
axis([wal1*1e9 wal2*1e9 -50 0])
title('Reflection Spectrum of Bragg Reflector')
xlabel('Wavelength (nm)')
ylabel('Power dB')

y=[wal*1e9; 10*log10(R3)];
sortie_fbg2=fopen('sortie_chirpedfbg.txt','w');
fprintf(sortie_fbg2,'%7.5f %7.5f\n',y);
fclose(sortie_fbg2);

```

Programme calculant le spectre de réflexion d'un réseau de Bragg ayant un saut de phase en son centre

```

function y = dfbfbg(Rmax,L,phi)

%programme calculant le spectre d'un grating ayant un saut de phase
%Rmax représente la réflexion désirée
%L représente la longueur du réseau
%phi représente le saut de phase

format long;

%=====
% Paramètres de simulation
walD = 1.55e-6; % Longueur d'onde de Bragg
wal1 = 0.999*walD;
wal2 = 1.001*walD;
step = 500;
wal = [wal1:(wal2-wal1)/step:wal2];
%=====

rmax = sqrt(Rmax);
kacL = atanh(rmax);
c = 2.99793e8; % Vitesse de la lumière
h = 25e-9;
v = 1; % Visibilité
%=====

%Implémentation de la méthode des matrices de transfert
nef = 1.47; %Indice de réfraction du coeur
M = 50;
dz = L/M;
kac = kacL/L; % Constante de couplage "AC"
kdc = 2*kac/v; % Constante de couplage "DC"
for (r = 1:step+1) %boucle for pour chaque wavelength
    w = wal(r);
    F = [1 0; 0 1];
    for(s = 1:M) %boucle for pour chaque dz
        if s==(M/2) %sauts de phase
            m11=exp(i*phi);
            m22=exp(-i*phi);
            mm=[m11 0; 0 m22];
            F=mm*F;
        else
            det = 2*pi*nef*(1/w - 1/walD);
            gdc = det + kdc;
            p1 = sqrt(kac^2 - gdc^2);
            p2 = gdc^2/kac^2;
            f11 = cosh(p1*dz) - i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
            f12 = -i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        end
    end
end
y = F(1,1);

```

```

        f21 = i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f22 = cosh(p1*dz) + i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        ff = [f11 f12; f21 f22];
        F = ff*F;
        end
    end
    r3(r) = F(2,1)/F(1,1); % Réflexion en amplitude
    R3(r) = (abs(r3(r)))^2; % Réflexion en intensité
end
%=====
%Plots for reflection and transmission spectra for Bragg reflector
figure (1)
plot(wal*1e9, 10*log10(R3), 'k')
grid
axis([wall1*1e9 wal2*1e9 -50 0])
title('Reflection Spectrum of Bragg Reflector')
xlabel('Wavelength (nm)')
ylabel('Power dB')

y=[wal*1e9; 10*log10(R3)];
sortie_dfbfbg2=fopen('sortie_dfbfbg2.txt','w');
fprintf(sortie_dfbfbg2,'%7.5f %7.5f\n',y);
fclose(sortie_dfbfbg2);

```

Programme calculant la période et la visibilité du profil d'indice de réfraction

```

function [p,v] = errfbg4(f1,f2,p0,neff,epsV,N1,N2,L,g)

format long eng

%calcul le profil d'indice en fonction du voltage et de la fréquence
%et donne l'apodisation et la vrai période.
%N1=nombre de dx
%N2=nombre de dt
%L=longueur du réseau
%neff=indice effectif
%f=fréquence
%p0=période du réseau
%epsV=V/V2pi le rapport du voltage réel sur V2pi
%f1=fréquence pour l'accord parfait
%f2=fréquence réelle
%g=détermine si la courbe du changement d'indice doit être tracé

dx=L/N1;
%x=0:dx:L;

```

```

xtemp=-dx;

T1=1/f1;
T2=1/f2;
dt=T2/N2;
%t=0:dt:T2;

dn=zeros(1,N1);
I=zeros(1,N1);
dn0=zeros(1,N1);

%doppler shift de la période
p1=p0*f1/f2;

%calcul du profil d'indice réel

deltat=1/f2-1/f1;
deltax=(epsV-1)*p0; %p0 ou p1?
dv=(p0+deltax)/(T1+deltat)-p0*f1;
for t=0:dt:T2; %l'erreur était ici, c'est pas 1/f1, mais 1/f2, donc je ne
voyais pas l'effet d'une mauvaise fréquence
    phi=2*pi*dv/p0*t; %p0 ou p1? ça fait une différence dans
l'apodisation vs fréquence
    for i=1:N1
        x(i)=xtemp+dx;
        xtemp=x(i);
        I(i)=1-cos(2*pi*x(i)/(p1)+phi); %vérifier le facteur de x!!
        dn(i)=dn(i)+I(i)/N2; %mon modèle de photosensibilité est peut-
être éronée
    end
    xtemp=-dx;
end

%calcul du profil d'indice parfait
for i=1:N1
    x(i)=xtemp+dx;
    xtemp=x(i);
    I(i)=1-cos(pi*neff*x(i)/(p0));
    dn0(i)=dn0(i)+I(i);
end

%trouver la période
j=1;
dnmax=zeros(1,20);
xmax=zeros(1,20);
for i=2:(N1-1)
    if dn(i)>=dn(i-1)
        if dn(i)>=dn(i+1)
            xmax(j)=x(i);
            dnmax(j)=dn0(i);

```

```

                j=j+1;
            end
        end
    end
end
p=xmax(4)-xmax(3);

%trouver l'apodisation
n1=max(dn);
n2=min(dn);
v=(n1-n2)/(n1+n2);

%v=(dnmax(3)-dnmin(3))/2;

if (g==1)
    plot(x,dn)
end

```

Programme calculant le spectre de réflexion d'un réseau de Bragg ayant des sauts de phases distribuées aléatoirement

```

function y = randomfbg3(N,lambda,L,Rmax,SNR,e)

%programme simulant la localisation de la lumière dans un
%réseau de Bragg aléatoire. Le grating uniforme analogue
%est calculé avec moins de matrices.

%N est le nombre de défauts
%lambda est le coefficient de poisson (espaces moyens entre chaque)
%L est la longueur du grating
%Rmax est la réflexion d'un réseau uniforme de même longueur
%SNR est le niveau de bruit blanc gaussien
%e est la longueur équivalente max d'un saut de phase

%=====
% Paramètres de simulation
walD = 1.6e-6; %design wavelength
wal1 = 0.99*walD;
wal2 = 1.01*walD;
step = 2000;
wal = [wal1:(wal2-wal1)/step:wal2];
%=====
rmax = sqrt(Rmax);
kacL = atanh(rmax);
c = 2.99793e8;
h = 25e-9;
v = 1;

```

```

%=====
%Implémentation de la méthode des matrices de transfert
nef = 1.47; %Indice de réfraction du coeur
M = N*lambda;
dz = L/(M-N);
kac = kacL/L; %Constante de couplage "AC"
kdc = 2*kac/v; % Cousnate de couplage "DC"

%créer un vecteur de 0/1 pour décider quelle matrice je vais mettre
dist=poissrnd(lambda,1,N+100);
pos=zeros(1,M);
k=1;
temp=0;
for j=1:(M)
    temp=temp+1;
    if (dist(k)==temp)
        pos(j)=1;
        k=k+1;
        temp=0;
    end
end

%ajout d'un bruit blanc gaussien à la période
walDn=zeros(1,M);
z=zeros(1,M);
for (s=1:M)
    walDn(s)=walD;
    z(s)=s*dz;
end
walDn=awgn(walDn, SNR);

figure (1)
plot(z, walDn, 'k');
grid
axis([0 L wal1 wal2]);
title('lambda Bragg en fonction de la position')
xlabel('position')
ylabel('lambda bragg')

%création du vecteur des sauts de phase
phi=zeros(1,N);
for (s=1:M)
    phi(s)=random('unif',0,2*pi*1.46*e);
end

%calcul de la réflectivité
for (r = 1:step+1) %boucle for pour chaque longueur d'onde
    t=1;
    w = wal(r);
    F = [1 0; 0 1];

```

```

for(s = 1:M) %boucle for pour chaque dz
    if pos(s)==1
        m11=exp(i*phi(t)/w);
        m22=exp(-i*phi(t)/w);
        mm=[m11 0; 0 m22];
        F=mm*F; %sauts de phase
        t=t+1;
    else
        det = 2*pi*nef*(1/w - 1/walDn(s));
        gdc = det + kdc;
        p1 = sqrt(kac^2 - gdc^2);
        p2 = gdc^2/kac^2;
        f11 = cosh(p1*dz) - i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        f12 = -i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f21 = i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f22 = cosh(p1*dz) + i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        ff = [f11 f12; f21 f22];
        F = ff*F;
    end
end
r3(r) = F(2,1)/F(1,1); % Réflexion en amplitude
R3(r) = (abs(r3(r)))^2+0.00001; % Réflexion en intensité
%le bruit de fond de l'analyseur de spectre est ici ajouté à fins de
%comparaisons
end

%réflexion d'un réseau uniforme a titre de comparaison
for (r = 1:step+1) %boucle for pour chaque wavelength
    w = wal(r);
    F = [1 0; 0 1];
    for(s = 1:M) %boucle for pour chaque dz
        det = 2*pi*nef*(1/w - 1/walD);
        gdc = det + kdc;
        p1 = sqrt(kac^2 - gdc^2);
        p2 = gdc^2/kac^2;
        f11 = cosh(p1*dz) - i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        f12 = -i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f21 = i*(kac/p1)*sinh(p1*dz);
        f22 = cosh(p1*dz) + i*(gdc/p1)*sinh(p1*dz);
        ff = [f11 f12; f21 f22];
        F = ff*F;
    end
    r1(r) = F(2,1)/F(1,1);
    R1(r) = (abs(r1(r)))^2+0.00001;
end
%=====
hold on;
figure (2)
plot(wal*1e9, 10*log10(R3), 'k')
grid
axis([wall1*1e9 wal2*1e9 -60 0]);

```



```
title('Reflection Spectrum of Bragg Reflector')
xlabel('Wavelength (nm)')
ylabel('Power dB')

figure (3)
plot(wal*1e9, 10*log10(R1), 'b')
grid
axis([wal1*1e9 wal2*1e9 -60 0]);
title('Reflection Spectrum of Bragg Reflector')
xlabel('Wavelength (nm)')
ylabel('Power dB')

hold off

y=[wal*1e9; 10*log10(R1)];
sortie_randomfbg=fopen('sortie_randomfbg.txt','w');
fprintf(sortie_randomfbg,'%7.5f %7.5f\n',y);
fclose(sortie_randomfbg);

y=1;
```