



**HAL**  
open science

# Etude et réalisation de multiplexeurs insertion-extraction à réseaux de Bragg

David Mechin

► **To cite this version:**

David Mechin. Etude et réalisation de multiplexeurs insertion-extraction à réseaux de Bragg. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Jean Monnet - Saint-Etienne, 2001. Français. NNT : . tel-00287814

**HAL Id: tel-00287814**

**<https://theses.hal.science/tel-00287814>**

Submitted on 13 Jun 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **THÈSE**

*Présentée à*

*L'Université Jean Monnet de Saint-Étienne*

*Pour l'obtention du titre de*

**Docteur**

*Mention : Optique, Opto-électronique, Microondes*

*Par*

**David MECHIN**

## ***Etude et réalisation de multiplexeurs insertion-extraction à réseaux de Bragg***

Soutenue le 20 décembre 2001 devant la commission d'examen :

<b>Mr M. Douay</b>	<b>Professeur à l'Université de Lille I</b>	<b>Président du jury</b>
<b>Mr O. Parriaux</b>	<b>Professeur à l'Université de Saint-Étienne</b>	<b>Directeur de thèse</b>
<b>Mme S. Lacroix</b>	<b>Professeur à l'École Polytechnique de Montréal</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Mr M. Monerie</b>	<b>Ingénieur en chef à France Telecom R&amp;D</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Mr D. Bosc</b>	<b>Responsable du Centre Commun Lannionais d'Optique</b>	<b>Examineur</b>
<b>Mr P. Grosso</b>	<b>Responsable adjoint du Centre Commun Lannionais d'Optique</b>	<b>Examineur</b>
<b>Mr J-P. Meunier</b>	<b>Professeur à l'Université de Saint-Étienne</b>	<b>Examineur</b>
<b>Mr D. Pureur</b>	<b>Directeur R&amp;D de Highwave Optical Technologies</b>	<b>Examineur</b>

## Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier ma famille pour m'avoir encouragé à poursuivre mes études jusqu'à cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à Olivier Parriaux, professeur à l'Université de Saint-Etienne, pour avoir accepté la responsabilité universitaire de ce travail ainsi que pour son aide précieuse aux moments clés de son déroulement.

Je suis très honoré que Suzanne Lacroix, Michel Monerie, Marc Douay et Jean-Pierre Meunier aient accepté de faire partie de ce jury de thèse au vue de leurs compétences concernant les domaines abordés.

La première partie de cette thèse a été réalisée au sein de l'ex-département « Passifs Intégrés et Hybridation » (P.I.H) du centre de Lannion de France Telecom R&D (ex CNET). Je tiens à remercier son responsable Dominique Pavy de m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et d'avoir fait son possible pour que cette thèse puisse se dérouler dans les meilleures conditions malgré l'arrêt d'activité programmé du laboratoire.

Mes remerciements les plus vifs s'adressent à Dominique Bosc qui m'a fait confiance en me proposant le stage de D.E.A à l'origine de cette étude. Sa rigueur, son travail et ses directions de recherche judicieuses m'ont aidé à avoir rapidement des résultats assez probants sur ce premier sujet.

De même, je désire remercier Philippe Grosso pour m'avoir dirigé de manière efficace et conviviale lors de cette première partie de thèse. Notre travail nous a permis de déposer deux brevets et de réaliser des prototypes ayant des performances prometteuses au vue de la technologie employée.

Je désire aussi saluer toute l'équipe de P.I.H pour la fabrication des guides intégrés ainsi que pour les discussions et aides en tous genres lors de cette période. Les différents stagiaires de ce département ont participé aussi, de manière directe ou indirecte, à cette thèse. Je les en remercie.

La deuxième partie de cette thèse a été effectuée au sein de Highwave Optical Technologies. Je suis très reconnaissant à son PDG Eric Delevaque de m'avoir permis de travailler sur un composant proche de celui étudié au département PIH et de donner ainsi une certaine cohésion à cette thèse.

J'exprime toute ma gratitude à David Pureur, directeur R&D de la même entreprise, pour son encadrement lors de cette dernière année. Ses compétences ainsi que sa disponibilité m'auront aidé à faire un vrai travail de fond sur un composant pourtant proche de l'industrialisation.

Mes remerciements s'adressent aussi à Laurent Brilland qui m'a initié à la photoinscription de réseaux de Bragg lors de mon stage de D.E.A et que j'ai eu le plaisir de retrouver à Highwave Optical Technologies quelques années plus tard.

Je ne saurais oublier Philippe Yvernault qui a été un grand artisan des résultats obtenus lors de cette deuxième partie de thèse. Nos discussions et notre complémentarité ont permis de mener à bien ce projet dans un délai relativement restreint.

Enfin, je profite de l'occasion qui m'est donnée pour saluer toutes les personnes rencontrées à Lannion qui ont fait de ces trois ans une période inoubliable...

Bref, merci à tous de m'avoir permis de présenter cette thèse qui n'est que la partie émergée d'un long travail d'équipe.

Connaître son ignorance est la meilleure part de la connaissance

Proverbe chinois

-Quand on cherche, reprit Siddhartha, il arrive facilement que nos yeux ne voient que l'objet de nos recherches ; on ne trouve rien parce qu'ils sont inaccessibles à autre chose, parce qu'on ne songe toujours qu'à cet objet, parce qu'on s'est fixé un but à atteindre et qu'on est entièrement possédé par ce but. Qui dit chercher, dit avoir un but. Mais trouver, c'est être libre, c'est être ouvert à tout, c'est n'avoir aucun but déterminé. Toi, Vénérable, tu es peut être en effet un chercheur, mais le but que tu as devant les yeux et que tu essaies d'atteindre, t'empêche justement de voir ce qui est tout proche de toi.

Hermann Hesse  
Siddhartha (1922)

## Glossaire

CD: Coupleur Directif

DWDM : Dense Wavelength Division Multiplexing

ICCN :Integrated Coupling Constant Normalized

MIE : Multiplexeur Insertion-Extraction

MMI: MultiMode Interference

MZI: Mach-Zehnder Interferometer

PMD : Polarisatation Mode Dispersion

PDL : Polarisatation Dependent Loss

PEX : Puissance Extraite (sur la voie « extraction » d'un MIE)

PHASAR : PHASe ARray grating

PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition

RIE :Reactive Ion Etching

SRVE: Signal en Retour sur la Voie d'Entrée d'un MIE

UV-Trimming : Augmentation de l'indice moyen d'un guide photosensible par insolation UV uniforme

## Résumé

L'apparition des dernières applications de l'internet à haut débit engendre une augmentation importante des échanges d'informations à travers le monde. Pour éviter une saturation inexorable du réseau de télécommunications, les liaisons par fibre optique avec multiplexage en longueur d'onde (DWDM) se généralisent pour permettre la transmission de données avec un débit actuel maximum de 1Tbit/s. L'aiguillage en longueur d'onde des signaux entre les différentes boucles de ce type de réseau est réalisé à l'aide de Multiplexeurs Insertion-Extraction (MIE).

Ce mémoire est consacré à l'étude et à la réalisation de deux MIE réalisés par photoinscription de réseaux de Bragg (=filtres sélectifs en longueur d'onde photoinscrits par un champ d'interférence de lumière laser UV) dans des guides optiques à cœur dopé en germanium.

Le premier MIE étudié lors de cette thèse est réalisé sur la base d'un coupleur directif en optique intégrée  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  dans la zone de couplage duquel deux réseaux de Bragg ont été photoinscrits. Le travail a consisté à améliorer à la fois la fabrication des guides optiques (diminution de leur biréfringence) ainsi que leur photoinscription (meilleure apodisation de la réponse spectrale du spectre réfléchi). La conception et la réalisation de premiers prototypes permettant l'extraction de canaux espacés de 200 GHz ont alors pu être effectuées.

La deuxième étude se concentre, quant à elle, sur l'optimisation d'un MIE plus mature basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder à réseaux de Bragg réalisé en fibre bicœur. L'influence néfaste du déphasage engendré par les réseaux de Bragg sur la réponse spectrale de l'interféromètre a été discutée et minimisée. La reconstruction de la dispersion chromatique de ces réseaux via la réponse spectrale de l'interféromètre a aussi été étudiée. Des composants industrialisables pour réseaux d'espacements intercanaux de 100 GHz et 50 GHz ont alors pu être réalisés.

### Mots clés

Réseau de Bragg photoinscrit

Multiplexeur insertion-extraction

Guide planaire optique

Fibre bicœur

Interféromètre de Mach-Zehnder

Coupleur directif

# Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 : Historique de l'étude</b> .....	<b>4</b>
<b>1.1. Les réseaux de télécommunications</b> .....	<b>4</b>
1.1.1. Introduction.....	4
1.1.2. Le réseau d'accès .....	5
1.1.3. Le réseau métropolitain .....	6
1.1.4. Le réseau longue distance.....	7
<b>1.2. Le multiplexeur insertion-extraction dans les réseaux de télécommunications..</b>	<b>7</b>
1.2.1. Généralités .....	7
1.2.2. Etat de l'art des Multiplexeurs Insertion-Extraction à réseaux de Bragg.....	10
1.2.3. Etat de l'art des Multiplexeurs Insertion-Extraction monocanaux sans réseaux de Bragg .....	14
<b>Conclusion</b> .....	<b>17</b>
<b>Chapitre 2 : Réseau de Bragg</b> .....	<b>19</b>
<b>2.1. Introduction sur les réseaux de Bragg</b> .....	<b>19</b>
2.1.1. Généralités .....	19
2.1.2. Origine de la photosensibilité.....	21
2.1.3. Théorie des modes couplés.....	24
2.1.4. Méthodes d'inscription .....	28
2.1.5. Stabilité temporelle des réseaux de Bragg.....	31
<b>2.2. Apodisation de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg</b> .....	<b>38</b>
2.2.1. Principe .....	38
2.2.2. Etat de l'art des méthodes d'apodisation .....	39
2.2.3. Mise au point de techniques d'apodisation développées au laboratoire.....	40
<b>2.3. Influence de la réflexion du faisceau UV par l'interface silice/silicium</b> .....	<b>47</b>
2.3.1. Nature du problème .....	47
2.3.2. Théorie des couches antireflets .....	49
2.3.3. Optimisation de la couche antireflet en TiO <sub>2</sub> .....	51
<b>Conclusion</b> .....	<b>52</b>
<b>Chapitre 3 : Multiplexeur Insertion-Extraction sur coupleur directif en optique intégrée</b> .....	<b>53</b>
<b>3.1. Fabrication des guides planaires</b> .....	<b>53</b>

3.1.1. Technique de dépôt.....	53
3.1.2. Conception du guide.....	54
3.1.3. Recouvrement .....	55
3.1.4. Pigtailling.....	56
<b>3.2. Modélisation des composants planaires sans réseaux de Bragg .....</b>	<b>57</b>
3.2.1. Guide droit.....	57
3.2.2. Coupleur.....	62
<b>3.3. Biréfringence des guides planaires.....</b>	<b>66</b>
3.3.1. Théorie .....	66
3.3.2. Etat de l'art des méthodes permettant de diminuer la biréfringence.....	68
3.3.3. Etude de la biréfringence de différents guides optiques planaires .....	69
3.3.4. Analyse et conclusion concernant l'étude de biréfringence.....	74
<b>3.4. Réalisation d'un Multiplexeur Insertion-Extraction sur coupleur directif en optique intégrée.....</b>	<b>75</b>
3.4.1. Modélisation du Multiplexeur Insertion-Extraction sur Coupleur Directif.....	75
3.4.2. Photoinscription sur le coupleur directif intégré.....	80
3.4.3. Caractérisation du coupleur directif en fonction de l'indice de recouvrement .....	82
3.4.4. Premiers résultats d'un Multiplexeur Insertion-Extraction sur coupleur directif .....	83
<b>Conclusion et limites de cette étude .....</b>	<b>84</b>
<b>Chapitre 4 : Multiplexeur Insertion-Extraction sur interféromètre de Mach-Zehnder réalisé en fibre bicœur .....</b>	<b>86</b>
<b>4.1. Fibre bicœur .....</b>	<b>86</b>
4.1.1. Propagation de la lumière dans une fibre bicœur photoinscrite à gaine photosensible .....	86
4.1.2. Fabrication d'une fibre bicœur .....	89
4.1.3. Propagation dans un coupleur en fibre bicœur .....	91
4.1.4. Fabrication d'un coupleur sur fibre bicœur par un procédé de fusion-étirage.....	93
<b>4.2. Modélisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder sur fibre bicœur .....</b>	<b>95</b>
4.2.1. Présentation de l'étude .....	95
4.2.2. Influence de l'achromaticité des coupleurs sur l'isolation en sortie .....	97
4.2.3. Influence de la différence de chemin optique entre les bras de l'interféromètre sur l'isolation en sortie.....	99
4.2.4. Influence du nombre entier (k) de fois « $2\pi$ » avec lequel la phase du MZI est ajustée sur l'isolation en sortie.....	100
4.2.5. Influence de la différence de longueur d'onde de fonctionnement 50/50 du second coupleur (par rapport à celle du premier) sur l'isolation en sortie.....	101

4.2.6. Comportement d'un Mach-Zehnder déphasé de $\pi$ .....	101
<b>4.3. Modélisation du Multiplexeur Insertion-Extraction (MIE) sur un Interféromètre de Mach-Zehnder .....</b>	<b>105</b>
4.3.1. Présentation de l'étude .....	105
4.3.2. Cas idéal .....	107
4.3.3. Influence du déphasage induit par des réseaux différents .....	108
4.3.4. Influence de l'achromaticité des coupleurs sur les spectres dans la bande de réjection. ....	114
4.3.5. Analyse et conclusion .....	117
4.3.6. Tableau récapitulatif de l'influence de chaque paramètre du MIE-MZI.....	120
<b>4.4. Reconstruction de la dispersion des réseaux de Bragg du MZI-MIE à partir de ses spectres en réflexion .....</b>	<b>121</b>
4.4.1. Introduction.....	121
4.4.2. Modélisation de la reconstruction de la dispersion du signal extrait à partir des spectres en réflexion .....	121
4.4.3. Résultats .....	123
<b>4.5. Réalisation d'un multiplexeur Insertion-Extraction sur interféromètre de Mach-Zehnder réalisé en fibre bicœur.....</b>	<b>126</b>
4.5.1. Photoinscription sur fibre bicœur .....	126
4.5.2. Fabrication de l'interféromètre avec la fibre photoinscrite .....	127
4.5.3. Equilibrage des bras du Mach-Zehnder par UV-Trimming .....	128
4.5.4. Résultats expérimentaux .....	128
4.5.5. Stabilité thermique du MIE-MZI .....	130
<b>Conclusion .....</b>	<b>132</b>
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>134</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>137</b>
<b>Publications, communications et brevets liés au travail de thèse .....</b>	<b>146</b>
Publications .....	146
Communications.....	146
Brevets .....	147

## Introduction générale

La recherche dans le domaine des télécommunications optiques est, plus que jamais, très active. En effet, l'apparition et la démocratisation de nouveaux services multimédias est à l'origine de la refonte actuelle du réseau de télécommunications. Afin d'éviter une saturation des liaisons à moyen terme, leur capacité en débit doit donc être augmentée dans les différentes couches du réseau.

L'émergence de la transmission de données par fibre optique ainsi que les différentes innovations technologiques issues des différents laboratoires de recherche en télécom, en particulier du CNET (devenu France Telecom R&D), ont permis de faire face à ces nouvelles demandes. En particulier, l'apparition du multiplexage en longueur d'onde des transmissions optiques, appelées DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing), a permis d'envoyer plusieurs signaux de longueurs d'onde différentes dans une même fibre. Il a alors été nécessaire d'aiguiller séparément ces signaux entre les différentes boucles du réseau par l'intermédiaire de composants appelés « Multiplexeur Insertion-Extraction (MIE) ». Comme nous le verrons par la suite, la technologie « réseau de Bragg photoinscrit » est une solution mure et prometteuse pour réaliser les filtres fréquentiels de ces MIE.

Dans ce contexte, ce travail de thèse porte sur l'étude et la réalisation de deux MIE à réseaux de Bragg. Le premier est conçu sur la base d'un coupleur directif réalisé en optique intégrée silice/silicium alors que le second est réalisé à partir d'un interféromètre de Mach-Zehnder en fibre bicœur.

Le déroulement de cette thèse, effectuée dans deux laboratoires différents, est développé ci-dessous.

\* L'objectif de l'étude réalisée dans le laboratoire de France Telecom a été de concevoir et de réaliser un prototype de MIE basé sur la photoinscription de réseaux de Bragg sur un coupleur directif fabriqué avec la technologie silice sur silicium. Le laboratoire avait une grande expérience dans la fabrication de guide optique intégrée silice/silicium mais aucune dans la photoinscription de réseaux de Bragg.

Le travail a donc consisté dans un premier temps à monter et développer un banc de photoinscription avec l'achat d'un laser UV à 244nm (Coherent SabreFred). Après une période de prise en main du procédé sur fibre, nous avons pu effectuer les premiers essais de photoinscription sur guides droits intégrés. Une partie des efforts s'est alors portée sur l'optimisation de la fabrication de ces guides dans le but d'améliorer leurs caractéristiques avant insolation. Ensuite, c'est la photoinscription proprement dite qui a été améliorée grâce à l'élaboration de méthodes d'apodisation du spectre en réflexion des réseaux de Bragg.

En parallèle, une étude issue de la modélisation de la propagation des ondes guidées dans les guides rectangulaires nous a permis de concevoir le MIE sur coupleur directif.

Ensuite, la caractérisation de la réponse du coupleur (photoinscrit ou non) en fonction de l'indice de la couche de recouvrement nous a été très utile pour l'ajustement de son taux de couplage. Nous avons alors pu fabriquer des prototypes ayant une couche de recouvrement en polymère avec un indice adéquat pour avoir un coupleur 100%.

La poursuite de ce travail passait par la conception et la réalisation d'un autre MIE, encore plus prometteur, basé sur la structure Mach-Zehnder à réseaux de Bragg en optique intégrée. Cependant, cela n'a pas été possible du fait de l'arrêt de l'activité du laboratoire.

\* La deuxième partie de cette thèse s'est alors déroulée au sein de l'entreprise « Highway Optical Technologies » qui développe un type de MIE sur fibre bicœur, ce qui en fait un composant technologiquement plus mûr.

Après une prise en main des différents procédés de fabrication (photoinscription sur fibre bicœur, fusion-étirage), mon travail a porté sur la recherche d'une meilleure compréhension du fonctionnement de ce composant relativement complexe, car mariant à la fois interférométrie et réseaux de Bragg. Un gros travail de modélisation concernant l'influence des différents paramètres du composant sur les réponses spectrales en sortie du MIE a donc dû être effectué.

Cette étude a aussi débouché sur des résultats annexes concernant l'élaboration d'une nouvelle méthode de mesure de la dispersion des réseaux de Bragg du MIE.

Le déroulement de cette thèse a donc conduit logiquement à la partition de ce manuscrit en quatre chapitres :

\* Dans le chapitre 1, nous évoquerons la topologie des réseaux de télécommunications où sont intégrés les multiplexeurs insertion-extraction. Un état de l'art des MIE concurrents de ceux étudiés dans ce manuscrit sera ensuite développé.

\* Le chapitre 2 traitera plus précisément des réseaux de Bragg utilisés dans les deux MIE étudiés. Après une présentation globale, nous développerons plus particulièrement les travaux effectués dans la première partie de cette thèse concernant les méthodes d'apodisation des spectres en réflexion des réseaux de Bragg développées et brevetées au laboratoire. Nous résumerons aussi les travaux portant sur l'optimisation d'une couche anti-reflet nécessaire pour éradiquer des réflexions parasites néfastes du faisceau UV lors de l'insolation de l'échantillon.

\* Le chapitre 3 portera quant à lui sur l'étude et la réalisation du MIE intégré à réseaux de Bragg réalisé sur coupleur directif au sein de France Telecom. Après un résumé de la technique de fabrication des guides et une modélisation des guides intégrés, nous développerons une étude portant sur la diminution de la biréfringence. Les résultats des premiers prototypes de MIE fabriqués au laboratoire seront ensuite présentés.

\* Enfin, le chapitre 4 traitera du travail réalisé au sein de l'entreprise Highwave Optical Technologies. Après une présentation de la fibre bicœur et des coupleurs fabriqués par fusion étirage, les résultats obtenus à partir de la modélisation de la réponse spectrale du Mach-Zehnder, avec et sans réseaux de Bragg, seront discutés. La reconstruction de la dispersion des réseaux de Bragg des MIE à partir de leur spectre en réflexion sera ensuite démontrée. Enfin, les résultats expérimentaux « améliorés » de ce MIE seront présentés en fin de chapitre.

# **Chapitre 1 : Historique de l'étude**

Ce chapitre a pour objectif de replacer l'étude dans son contexte, c'est-à-dire celui de l'augmentation des débits du réseau de télécommunications.

Dans un premier temps, nous évoquerons rapidement l'état et l'évolution dans les années à venir de ce réseau afin de mieux comprendre l'intérêt de composants permettant d'extraire et insérer une (ou plusieurs) longueur(s) d'onde comme les multiplexeurs insertion-extraction.

Dans un deuxième temps, un état de l'art de ces MIE nous aidera à mieux cerner les différentes technologies permettant l'insertion et l'extraction de canaux ainsi que le potentiel des composants à réseaux de Bragg face à leurs concurrents.

## **1.1. Les réseaux de télécommunications**

### **1.1.1. Introduction**

En vue de profiter des dernières applications de l'internet à haut débit, le consommateur de services télécoms (que ce soit en usage privé ou professionnel) désire avoir une liaison permettant d'échanger des informations avec un débit élevé et un coût raisonnable. Dans ce but, et grâce aux dernières évolutions technologiques, les systèmeurs et équipementiers du secteur des télécoms font évoluer la capacité de transmission des réseaux existants.

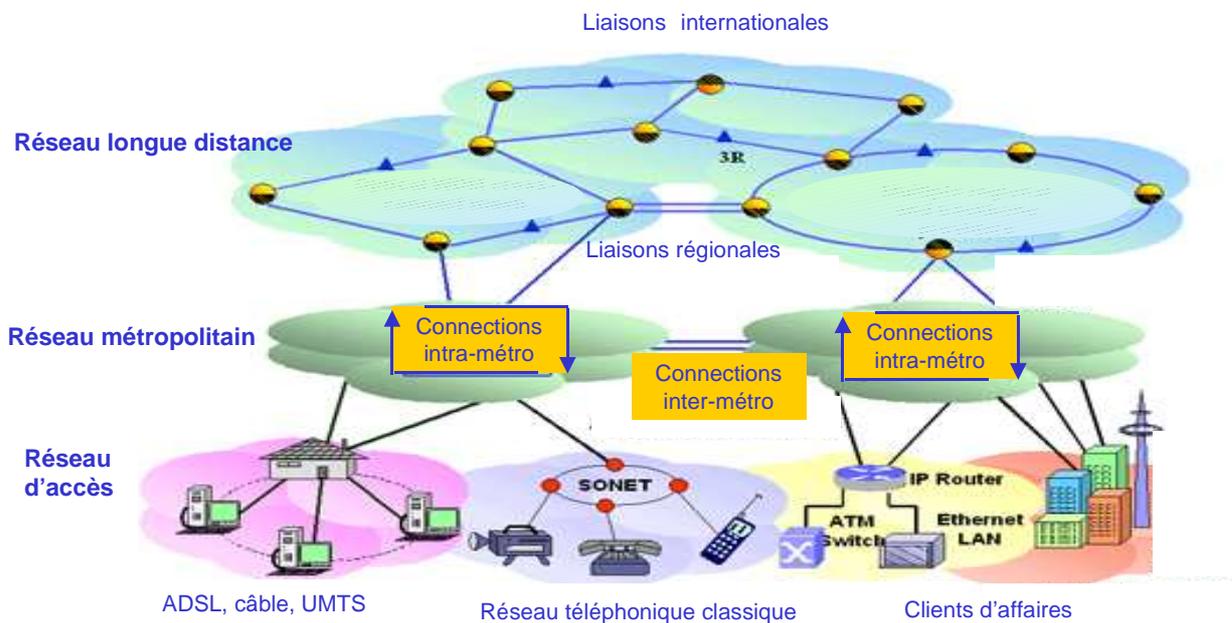
Les dernières architectures vont rapidement proposer au plus grand nombre des liaisons ayant un débit jusqu'à 100 fois plus important que la ligne téléphonique classique (56 kbits/s) pour l'internet fixe via la technologie ADSL (Asymmetric Digital Subscriber Line). Cette transmission haut débit (pouvant atteindre 5 Mbits/s mais limitée actuellement à 500 kbits/s pour le particulier) permet par exemple de créer ou d'améliorer des services multimédias interactifs comme le téléchargement de films, de musique et de programmes TV à la demande, la généralisation des visioconférences (professionnelles et privées) ainsi que le développement du télétravail, de la télémédecine...etc.

De même, le débit des réseaux utilisés par les téléphones portables va aussi augmenter pour atteindre des valeurs de l'ordre de 2 Mbits/s via le système UMTS (Universal Mobile Telecommunication System). De nouveaux terminaux mobiles intégrant caméra, écran à cristaux liquides et casque audio vont rapidement apparaître pour permettre l'utilisation de tous ces nouveaux services quel que soit le lieu de connexion.

En ce qui concerne le besoin des entreprises, la demande en débit et en flexibilité est évidemment très variable en fonction de leur nature. Cependant, leurs besoins auront inexorablement tendance à augmenter du fait des communications en plein essor avec la clientèle, au sein de la même entreprise, de plus en plus souvent multi-sites, ou avec des entreprises extérieures.

Ces nouveaux services gourmands en débit se devront de plus d'être utilisés avec des soucis de qualité et de sécurité importants. Toutes ces améliorations nécessiteront forcément l'accroissement de la capacité de toutes les couches du réseau de transmission.

Un schéma de l'architecture de ces réseaux est illustré en Figure 1.



**Figure 1 : Schéma du réseau de télécommunications**

Nous pouvons remarquer que les réseaux peuvent être maillés, en série (bus ou anneau), en étoile ou arborescents et souvent de nature hybride entre ces différents types. La structure des différentes couches de ce réseau est détaillée ci-dessous.

### 1.1.2. Le réseau d'accès

La topologie des réseaux d'accès est en général de type arborescent, en étoile ou en série (bus). Les câbles en cuivre à paires symétriques (pour le réseau téléphonique classique et l'ADSL) ou coaxiaux (pour ce que l'on appelle communément : le « câble ») devraient suffire à satisfaire la majorité des demandes en débit sur le court terme. Ceci est rendu possible

grâce à une grosse compression des données ainsi qu'à des protocoles de communications adaptés permettant de rationaliser le trafic de cette couche inférieure du réseau (SONET (Synchronous Optical NETwork), SDH (Synchronous Digital Hierarchy), Ethernet, ATM (Asynchronous Transfert Mode), IP (Internet Protocol), TCP (Transmission Control Protocol)). Cependant, malgré la possibilité d'utilisation du multiplexage temporel (TDM : Time Division Multiplexing), qui permet de transmettre dans une seule liaison plusieurs signaux décalés temporellement, les limites physiques de la transmission par câble de cuivre sont atteintes pour l'instant pour les débits supérieurs à quelques Mbit/s. Pour les demandes en débit plus importantes (certaines entreprises, équipement terminaux hertziens à haut débit (UMTS)...), ou si l'évolution des services le rendait impératif à l'avenir, le raccordement avec une fibre optique, qui peut transmettre des données à des débits de l'ordre du Gbit/s, est alors nécessaire. Dans tous les cas, les composants en ligne et d'extrémité de ces réseaux se doivent d'être passifs, sans apport d'énergie, à faibles pertes, de taille réduite pour être fabriqués avec une technologie permettant une production de masse c'est-à-dire un faible coût. Ceci donne un net avantage à la transmission de données via l'ADSL qui utilise les lignes existantes et permet d'éviter les frais de génie civil liés à la pose de nouvelles fibres.

### **1.1.3. Le réseau métropolitain**

Le réseau métropolitain a en général une topologie en anneau. Plus les réseaux appartiennent à une couche supérieure, plus le coût lié à l'installation de nouvelles fibres sera rentabilisé. Le débit moyen des réseaux d'accès étant de plus en plus important, celui du réseau métropolitain doit donc s'élever proportionnellement. C'est pour cette raison que les systèmes de transmission optique avec multiplexage en longueur d'onde devraient se généraliser dans les années à venir pour pouvoir transmettre des débits de l'ordre du Gbit/s dans ce type de réseau. La demande en composants optiques des prochaines années se fera majoritairement pour ce type de réseaux du fait de l'obligation de changer les liaisons cuivre existantes. De plus, les quantités sont forcément beaucoup plus importantes que pour le réseau de la couche supérieure (le réseau longue distance). Comme pour les liaisons cuivre, les limites de la capacité de transmission de la fibre peuvent toutefois être atteintes. Pour des débits supérieurs à 10 Gbits/s, l'augmentation des canaux en multiplexage temporel [1] est difficile à cause de la dispersion chromatique de la fibre et des composants optiques qui élargissent le signal (Dispersion Modale de Polarisation : PMD) ou créent des pertes trop importantes (Polarisation Dependant Loss : PDL) lors de la transmission. Cependant, les liaisons par fibre ont l'avantage de pouvoir être multiplexées en longueur d'onde ce qui permet d'augmenter la capacité du réseau en changeant uniquement les composants d'extrémités lorsque la liaison est saturée. Le débit global correspond alors à la

multiplication du débit initial par le nombre de longueurs d'onde transmises. Les composants de ces réseaux devront avoir des espacements inter-canaux de 200 à 100 GHz.

#### **1.1.4. Le réseau longue distance**

Les réseaux longues distances, multiplexés en longueur d'onde et en temps, regroupent à la fois les liaisons internationales terrestres ou sous-marines (maillées ou en série (bus)) jusqu'aux liaisons régionales (en anneaux). Ces réseaux sont, par nature, extrêmement performants c'est à dire qu'ils peuvent transmettre des débits allant jusqu'au Térabits/s [2]. Pour l'instant, une conversion Optique/Electronique/Optique (O/E/O) est nécessaire pour resynchroniser, remettre en forme et réamplifier le signal (appelé régénération 3R : Retime, Reshape, Reamplify) sur les longues distances. C'est la raison pour laquelle ces réseaux sont relativement coûteux à mettre en œuvre et sont donc des investissements à long terme. Les nouvelles générations de réseaux longues distances tendent à devenir des réseaux tout optique passifs (régénération 3R « optique ») intégrant entre autres des compensateurs de dispersion, des amplificateurs tout optique ainsi que des filtres et isolateurs qui permettent de transmettre des informations sur plusieurs milliers de kilomètres sans passer par une conversion du signal en électronique. Les composants de ces réseaux devront respecter des espacements inter-canaux de 50 à 25 GHz.

### **1.2. Le multiplexeur insertion-extraction dans les réseaux de télécommunications**

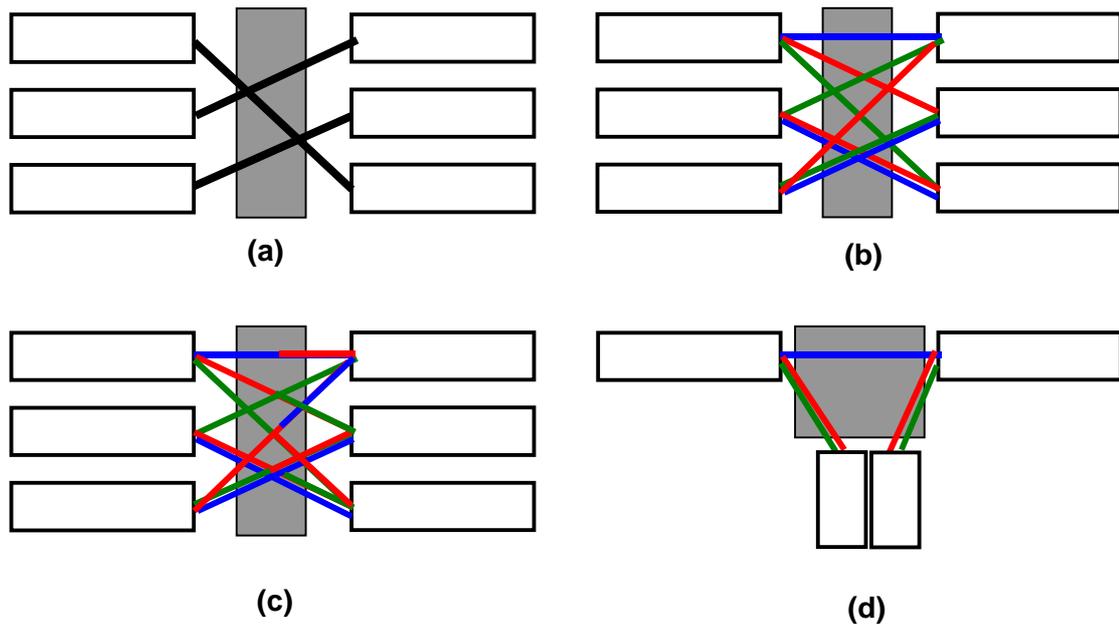
#### **1.2.1. Généralités**

Dans un premier temps, il convient de préciser le champ de l'étude.

Pour effectuer le routage optique entre les différentes boucles du réseau DWDM, il existe quatre types de « nœuds » qui répondent à des besoins bien distincts :

- a/ les répartiteurs qui connectent tous les canaux d'une fibre d'entrée à la fibre de sortie.
- b/ les brasseurs qui aiguillent spatialement les canaux de la fibre d'entrée en fonction de leur longueur d'onde.
- c/ les brasseurs échangeurs qui sont des brasseurs modifiant la longueur d'onde des canaux lors de leur traversée du système.
- d/ les Multiplexeurs Insertion-Extraction qui sont des brasseurs permettant d'insérer et d'extraire des canaux.

Ces différents types de nœuds de routage sont illustrés en Figure 2.



**Figure 2 : Nœuds de routage des réseaux DWDM**

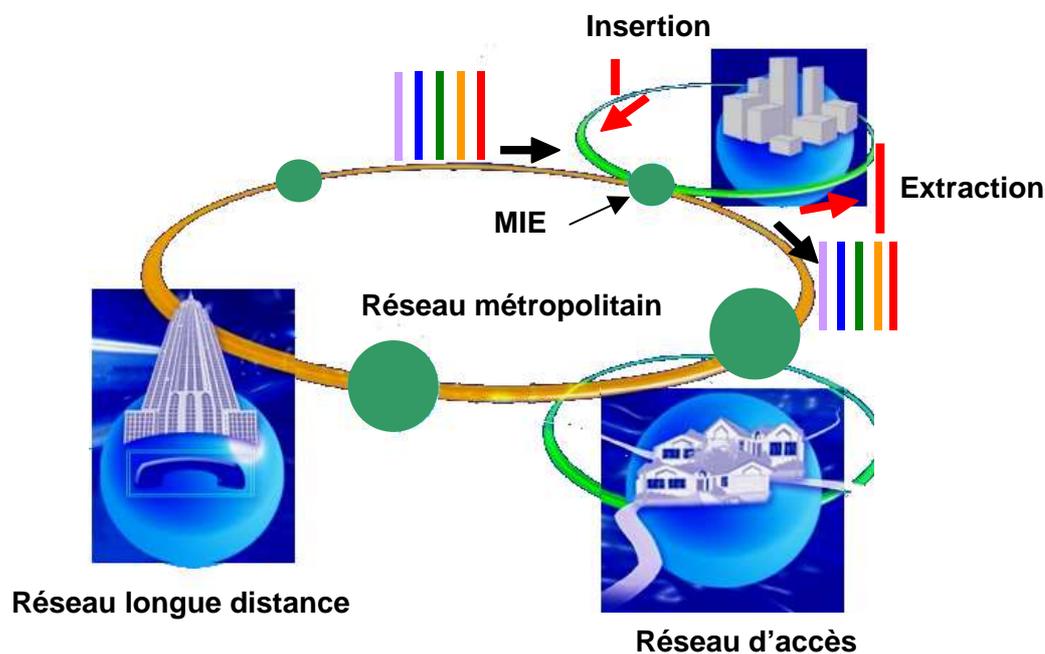
Nous étudierons dans ce manuscrit des MIE optiques (« transparents ») par opposition aux composants « opaques » qui nécessitent une conversion O/E/O. Il est clair que les MIE de nouvelle génération seront optiques pour des raisons évidentes de coût et de pertes. De plus, ils peuvent plus facilement suivre l'évolution des réseaux en débit, contrairement aux MIE d'ancienne génération, et sont transparents aux différents protocoles de communication.

D'après leur configuration, on peut classer les MIE optiques en deux catégories :

\* Le MIE «démultiplexeur» qui a la particularité de pouvoir aiguiller et séparer plusieurs canaux d'un signal multiplexé en longueurs d'onde. Dans un premier temps, ce type de composant démultiplexe la fenêtre spectrale introduite en entrée. La commutation intervient alors sur un ou plusieurs des canaux considérés. Ce type de MIE, beaucoup plus coûteux que le MIE « monocanal » décrit plus loin, peut en contrepartie aiguiller un nombre important de canaux. Il peut être réalisé à base de mux-demux en espace libre [3] ou intégré en Si/SiO<sub>2</sub> [4] ou InP [5] (PHASAR Array gratings : PHASAR) couplé à des commutateurs (thermo-optique, acousto-optique...). La technologie MEMS (MicroElectroMechanical System) est aussi utilisée depuis peu pour réaliser des composants permettant de commuter simultanément plusieurs longueurs d'onde démultiplexées. Cependant, ce type de MIE a encore des performances limitées ainsi que des pertes et des coûts importants [6][7].

\* Le MIE « monocanal » qui permet d'aiguiller un seul canal extrait d'une large bande spectrale entre différentes boucles du réseau sans démultiplexage. Ce type de filtre correspond typiquement aux deux MIE à réseaux de Bragg étudiés dans cette thèse. Un état de l'art des MIE monocanaux à réseaux de Bragg sera détaillé au paragraphe (1.2.2). Ils peuvent cependant aussi être réalisés à partir d'autres technologies qui seront présentées au paragraphe (1.2.3).

Un exemple d'utilisation de MIE pour commuter les signaux entre des boucles du réseau de télécommunications est illustré en Figure 3.



**Figure 3 : Schéma d'utilisation d'un MIE dans le réseau de télécommunications**

Les spécifications demandées pour ces MIE varient énormément suivant les réseaux qu'ils intègrent. Des besoins existent, à la fois, pour l'aiguillage d'une et de plusieurs longueurs d'ondes, de manière reconfigurable ou totalement passive. En général, les composants doivent garder les spécifications demandées pendant leur durée d'utilisation (environ 25 ans) sur des plages de températures proches de  $[-10^{\circ}\text{C}; 70^{\circ}\text{C}]$  avec de faibles pertes d'insertion. En ce qui concerne les performances, la tendance est à l'affinement des bandes spectrales commutées avec des espacement inter-canaux de l'ordre de 50 GHz. Des espacements de 25 GHz voire 12,5 GHz pourraient se généraliser dans les années à venir. A cause de cette finesse de raie spectrale, les composants devront être peu sensibles à l'état de polarisation de l'onde aiguillée (PMD et PDL faible). Des réflectivités supérieures à 30 dB (99.9 %) sont en général requises pour la longueur d'onde centrale alors que les différentes isolations entre les voies doivent aussi être supérieures à 30 dB.

Certains composants ne possédant pas de fonction « insertion » ont aussi un marché potentiel à ne pas négliger.

## 1.2.2. Etat de l'art des Multiplexeurs Insertion-Extraction à réseaux de Bragg

La technologie « réseaux de Bragg » est une des plus utilisées commercialement, avec la technologie couche mince décrite au paragraphe (1.2.3.1), pour réaliser des MIE monocanaux. La description plus détaillée de ces filtres en longueur d'onde (=réseaux de Bragg) sera développée au chapitre 2.

### 1.2.2.1. MIE réalisés à base de réseaux de Bragg et de circulateurs

C'est la configuration la plus intuitive. Lorsqu'un réseau de Bragg est inséré entre deux circulateurs, on obtient un module optique avec les fonctions insertion et extraction [8] (Figure 4).

Un circulateur basique est un composant à trois ports qui permet d'extraire la lumière réfléchi par le filtre de Bragg (issue du port 2) sur un port différent (port 3) de celui de la lumière incidente (port 1). Ceci est possible grâce à un dispositif à effet Faraday qui permet de tourner de manière non réciproque la polarisation de l'onde passante. Un séparateur de polarisations permet alors d'aiguiller la voie réfléchi sur le port 3.

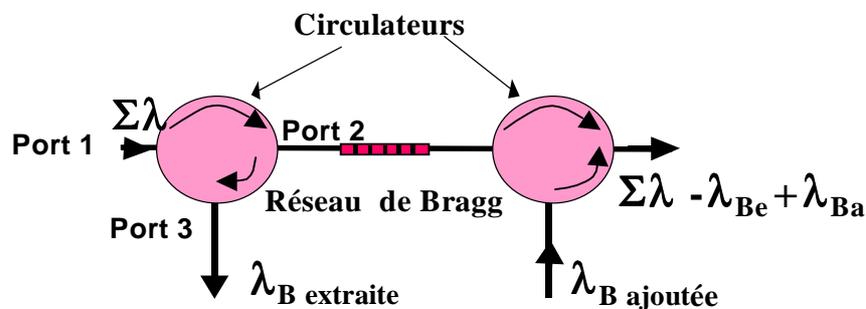
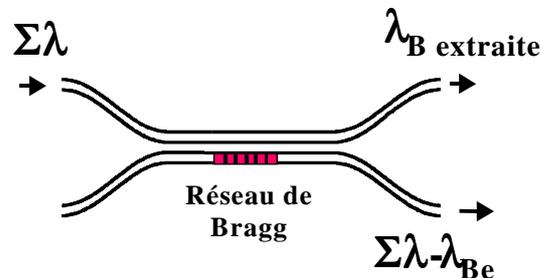


Figure 4 : MIE à base de circulateur et de réseaux de Bragg

Des structures avec plusieurs réseaux de Bragg en série permettant d'extraire plusieurs longueurs d'onde sur la voie d'entrée [9], avec des réseaux à longueur d'onde accordable [9] ou avec des circulateurs multiports qui améliorent sensiblement l'isolation entre les voies [10] ont aussi été proposées. Cependant, le coût et les pertes d'insertion liés aux circulateurs font de ces composants des compromis peu intéressants pour la commutation de longueurs d'onde dans les réseaux DWDM.

### 1.2.2.2. MIE réalisé à base de réseaux de Bragg sur un coupleur directif

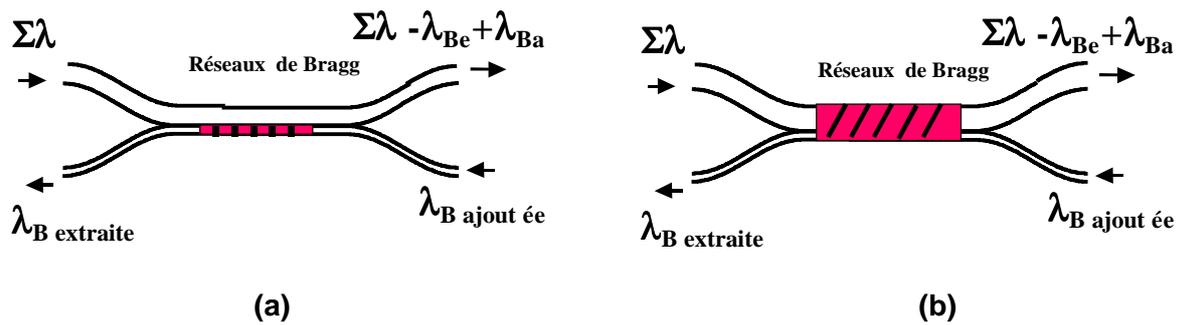
\* La première structure comprenant des réseaux de Bragg photoinscrits dans un coupleur directif a été fabriquée avec la configuration frustrée illustrée ci-après [11] (Figure 5).



**Figure 5 : Filtre à base de réseau de Bragg sur un coupleur directif :  
Configuration « couplage frustré »**

La lumière incidente non réfléchi par le réseau de Bragg est couplée sur la voie croisée du coupleur. Dans la bande de réjection, le couplage est inhibé par le réseau. La voie extraite reste alors sur la voie incidente. Cette configuration, qui ne comprend pas la fonction insertion  $a$ , de plus, des isolations entre les voies de sortie limitées en mode extraction [12].

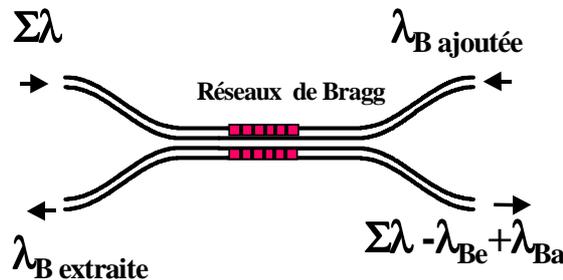
\* La deuxième structure proposée repose sur le couplage assisté par le réseau de Bragg (Figure 6). Le coupleur dissymétrique utilisé ne couple pas les longueurs d'onde qui ne sont pas en accord de phase avec le réseau de Bragg. Le couplage contra-propagatif intervient lorsque l'accord de phase est trouvé (voir paragraphe (2.1.3) avec  $\beta_v \neq -\beta_{-v}$ ). Les premières structures proposées comprenaient un seul réseau de Bragg (Figure 6a) [13][14]. Par la suite, des optimisations avec des réseaux inclinés sur les deux bras ont été proposées (Figure 6b) [15][16]. Les dernières études théoriques semblent prometteuses mais les résultats expérimentaux sont pour l'instant en retrait, sans doute à cause de la nature critique des paramètres du composant (angle du réseau, dissymétrie des guides, forme du «taper»...).



**Figure 6 : MIE à base de réseaux de Bragg sur un coupleur directif :  
Configuration « couplage assisté »**

Quelques articles concernant la réalisation de MIE sur différents supports en optique intégrée ont été publiés mais les résultats expérimentaux sont encore décevants [17][18][19]. Une solution hybride fibre bicœur/circuit intégré a aussi été proposée [20].

\* Enfin, la dernière configuration « réseaux de Bragg/coupleur directif » concerne un composant strictement symétrique (Figure 7) [21][22].



**Figure 7 : MIE à base de réseaux de Bragg sur un coupleur directif :  
Configuration « couplage symétrique »**

Le coupleur dirige la lumière incidente sur la voie croisée et le réseau de Bragg permet alors d'extraire la longueur d'onde réfléchie sur une voie différente de la voie incidente. Ce type de composant semble réunir des bons résultats théoriques et une sensibilité peu critique aux différents paramètres de l'expérience [23]. Nous avons donc choisi ce type de configuration pour réaliser le MIE intégré lors de la première partie de la thèse (voir chapitre 3).

Aucune publication n'a pour l'instant été effectuée par d'autres laboratoires avec cette configuration en optique intégrée. D'autres composants non-symétriques sans fonction « insertion » ont aussi été étudiés avec des réseaux décentrés et à traits inclinés [24]. Aucune réalisation n'a cependant abouti à ce jour.

### 1.2.2.3. MIE réalisé à base de réseaux de Bragg sur un interféromètre de Mach-Zehnder

Le concept d'un MIE réalisé à partir de réseaux de Bragg photoinscrits dans la zone centrale d'un Interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) a été proposé pour la première fois par Johnson et al en 1987 [25]. Il a fallu attendre plus de 6 ans pour voir apparaître les premières réalisations en optique intégrée [26] puis sur fibre [27] en raison de la difficulté technologique à réaliser un tel composant mariant interférométrie, photoinscription de réseaux de Bragg et coupleurs 3dB (Figure 8).

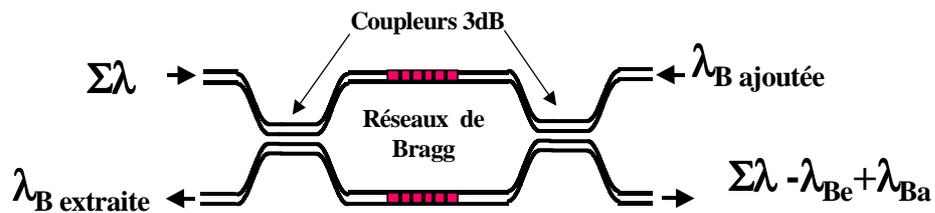


Figure 8 : MIE à base de réseaux de Bragg sur un Interféromètre de Mach-Zehnder

Cependant, lorsque le procédé de fabrication est bien maîtrisé, ce composant est théoriquement le plus prometteur de tous les MIE à réseaux de Bragg (fortes valeurs des isolations, à la fois entre les voies réfléchies (à  $\lambda_B$ ) et les voies transmises ( $\lambda \neq \lambda_B$ ), grande finesse spectrale du canal commuté envisageable, ...). C'est pour cette raison que cette structure a été choisie pour la réalisation de ce composant sur fibre au sein de « Highwave Optical Technologies » (voir chapitre 4).

#### Cas particulier :

Le même genre de composant a aussi été réalisé avec un interféromètre de Michelson [28] qui est, en fait, un MIE-MZI tronqué de son dernier coupleur. Son comportement en extraction correspond à celui du MIE-MZI alors que les longueurs d'onde passantes sont perdues. De même, la fonction « insertion » n'est, par définition, pas possible.

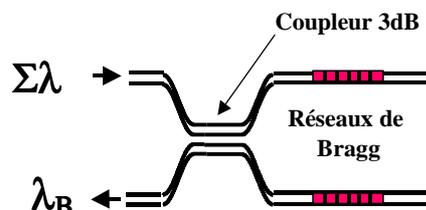


Figure 9 : Filtre à base de réseaux de Bragg sur un Interféromètre de Michelson

Ce type de composant, faisant uniquement office d'extracteur de longueur d'onde, peut aussi avoir son utilité dans les réseaux DWDM.

#### 1.2.2.4. Composant réalisé à base de réseaux de Bragg sur un coupleur MMI (MultiMode Interference)

Enfin, quelques travaux théoriques concernant des MIE à base d'un coupleur MMI (MultiMode Interference) photoinscrit ont aussi été publiés récemment [29]. Aucun résultat expérimental n'a cependant encore été présenté.

### 1.2.3. Etat de l'art des Multiplexeurs Insertion-Extraction monocanaux sans réseaux de Bragg

#### 1.2.3.1. Technologie couche mince

Les filtres interférentiels composés d'un empilement de couches diélectriques déposées sous vide [30] sont aussi la base de nombreux MIE monocanaux vendus actuellement. Le filtre, déposé sur un substrat de verre, n'est pas perpendiculaire avec le faisceau incident ce qui permet de réfléchir les longueurs d'onde de sortie sur une voie différente de la lumière en entrée (Figure 10).

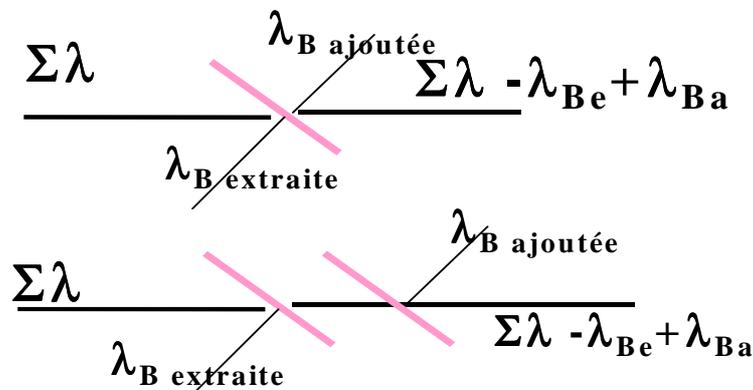
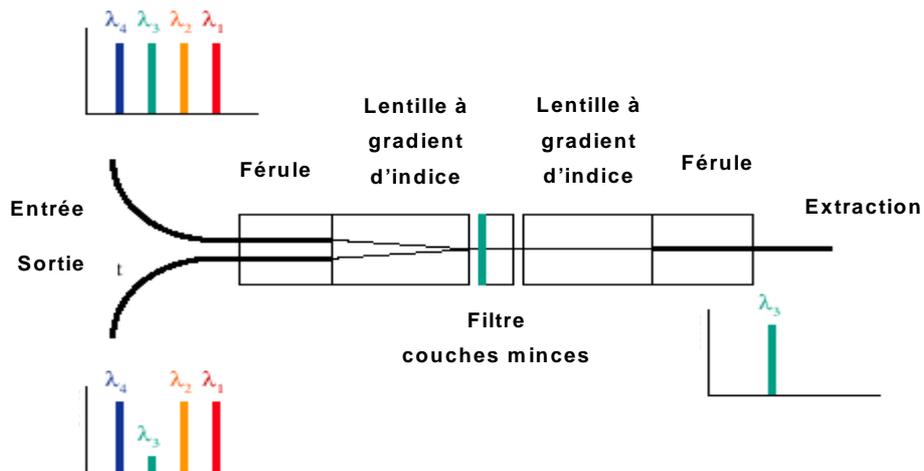


Figure 10 :MIE à base de couches minces diélectriques

Des structures plus complexes à base de lentilles à gradient d'indice sont aussi proposées en vue de réduire les pertes d'insertion du composant (Figure 11).

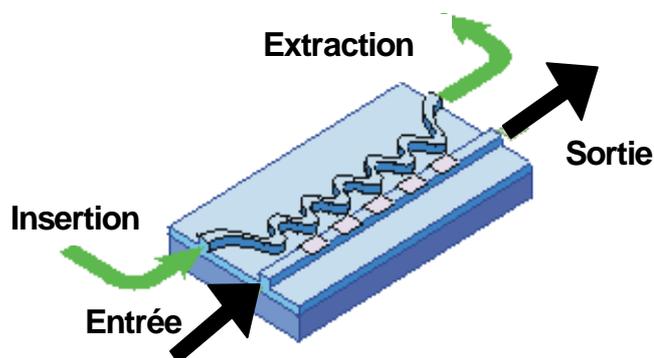


**Figure 11 : MIE à base de couches minces diélectriques et de lentilles à gradient d'indice**

Les principaux défauts de ce genre de filtres sont la mauvaise stabilité et la finesse spectrale limitée des spectres réfléchis. Il paraît difficile d'extraire des signaux compatibles avec les transmissions DWDM d'espacement inter-canaux inférieur à 100 GHz. De plus, les pertes d'insertion sont supérieures à celles des MIE réalisés à base de réseaux de Bragg.

### 1.2.3.2. Technologie coupleur résonant

Les MIE sont aussi fabriqués à partir de coupleurs résonants [31][32] obtenus en cascade de coupleurs (donc des MZI) de manière à affiner la réponse spectrale en sortie. Plus le nombre de coupleurs est élevé, plus la largeur spectrale de la voie extraite est fine.



**Figure 12 : MIE à base de coupleur résonant.**

Les pertes d'insertion de ces composants intégrés ainsi que la nature critique de leur design sont les principaux inconvénients à la réalisation de MIE performants et stables

### 1.2.3.3. Technologie résonateur micro-sphère ou micro-anneau

Cette technologie est apparue récemment et propose des structures originales permettant d'extraire et d'insérer des longueurs d'onde. Cette technique consiste à coupler la lumière d'un guide optique dans un anneau [33] ou une sphère [34] par onde évanescente. Suivant leur forme et leur dimension, une résonance apparaît à une longueur d'onde précise (Figure 13). Ce signal est alors extrait sur une voie différente de celle portée par les autres longueurs d'onde.

De la même manière, une fonction d'insertion permet de réinjecter la longueur d'onde résonante de manière totalement symétrique.

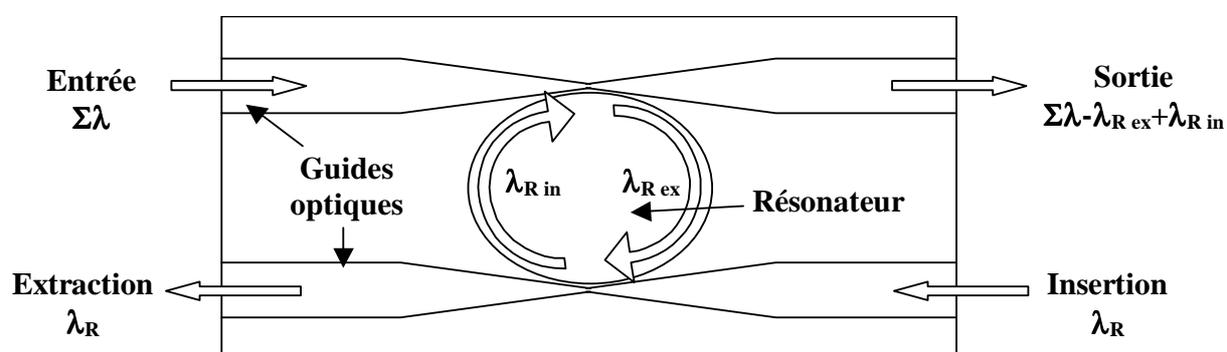


Figure 13 : MIE à base de résonateur micro-sphère

Ce type de technologie en est encore à ses balbutiements et ne permet pas pour l'instant de réaliser des composants pouvant répondre aux exigences des spécifications demandées dans les réseaux DWDM.

### 1.2.3.4. Technologie acousto-optique

Des structures faisant intervenir des coupleurs séparateurs de polarisation et des films acousto-optiques, permettant de changer dynamiquement la polarisation de l'onde portée par certaines longueurs d'onde, ont également été utilisées pour réaliser des MIE reconfigurables (Figure 14) [35].

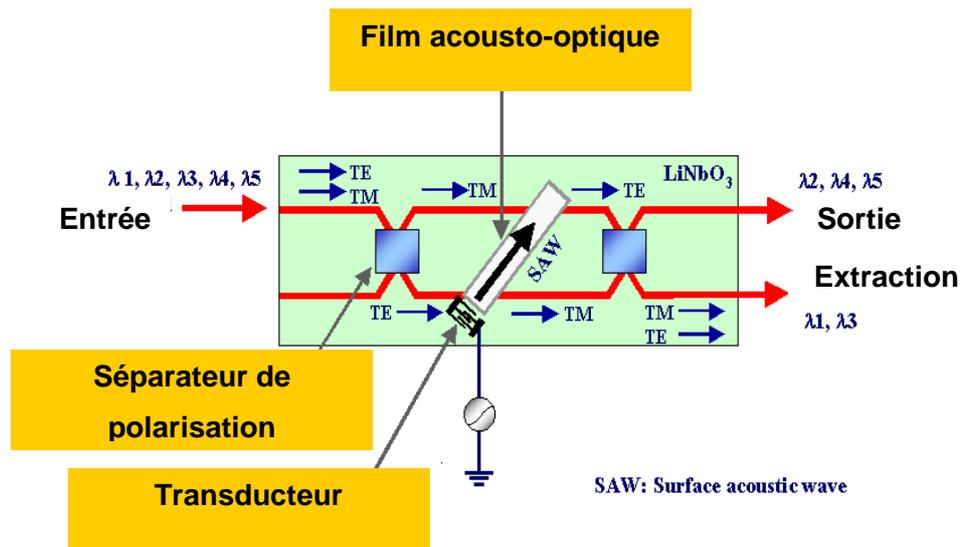


Figure 14 : MIE à base de film ayant des propriétés acousto-optiques

Les pertes d'insertions ainsi que le niveau des lobes secondaires des spectres extraits sont les principaux défauts de ce type de structure réalisée avec cette technologie.

### 1.2.3.5. Technologie semi-conducteurs

De même que les PHASARs, la plupart des MIE « monocanaux » présentés peuvent être réalisées avec la technologie semi-conducteurs :

- Réseau diffractant dans un coupleur [36]
- Réseau diffractant dans un interféromètre de Mach-Zehnder [37]
- Résonateur micro-disque [38]
- Commutateur acousto-optique [39]
- Coupleur en X [40]

L'ensemble de ces composants, encore peu mûrs technologiquement, ne sont pas pour l'instant des concurrents sérieux aux MIE monocanaux à réseaux de Bragg photoinscrits.

## Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis de mieux évaluer l'augmentation future inévitable des besoins en MIE dus à la demande en débit toujours de plus en plus grande. En effet, les nouveaux services liés au multimédia nécessitent, pour un confort maximum et un temps de connexion minimum, un débit de l'ordre du Mbit/s chez le client. Les transmissions optiques avec multiplexage en longueurs d'onde vont donc se généraliser au moins jusqu'au réseau métropolitain. La demande de MIE suivra alors la même évolution. Un tour d'horizon des

différentes technologies permettant de réaliser de tels composants nous laisse à penser que les multiplexeurs insertion-extraction à réseaux de Bragg sont, pour l'instant, parmi les mieux placés (coût, performances, pertes, maturité...) pour satisfaire cette demande.

## **Chapitre 2 : Réseau de Bragg**

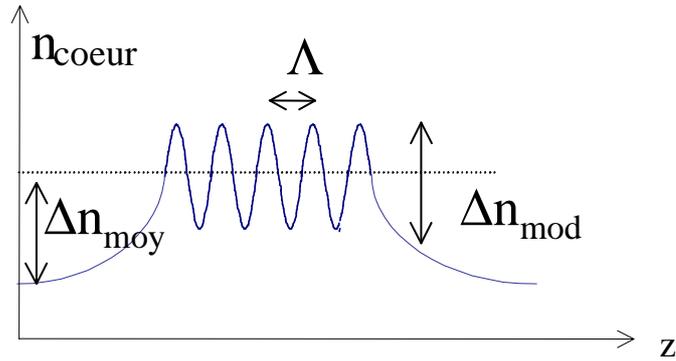
Les deux MIE réalisés lors de cette thèse sont basés sur la technologie « réseau de Bragg ». Qu'ils soient photoinscrits sur guide optique intégré (chapitre 3) ou sur fibre (chapitre 4), ces réseaux ont, sur bien des points, des caractéristiques similaires. Ceci est à l'origine de ce paragraphe d'introduction sur les réseaux de Bragg présenté dans un premier temps. Ensuite, deux méthodes d'apodisation de la réponse spectrale des réseaux de Bragg photoinscrits développées et brevetées lors de la première partie de cette thèse seront plus particulièrement décrites dans le paragraphe 2.2. Enfin, l'influence d'une réflexion parasite de l'interface silice/silicium des guides intégrés sur les spectres de Bragg lors de la photoinscription sera développée au paragraphe 2.3.

### **2.1. Introduction sur les réseaux de Bragg**

#### **2.1.1. Généralités**

A peine plus de 20 ans après les premières expériences qui les ont mis en évidence [41], les réseaux de Bragg photoinscrits sur des guides optiques dopés au germanium sont aujourd'hui des composants essentiels dans de nombreux dispositifs pour les réseaux de transmission optique avec multiplexage en longueur d'onde. En effet, ils permettent entre autres d'égaliser les gains des amplificateurs lasers à fibres dopées (FEG : Filtre Egaliseur de Gain) [42], de stabiliser en longueur d'onde et en intensité les diodes de pompes de ces mêmes amplificateurs (LDS : Laser Diode Stabilizer) [43][44] de compenser la dispersion chromatique induite par les fibres de transmission (CDC : Compensateur de Dispersion Chromatique) [45], de faire de la conversion de mode [46] et bien sûr de filtrer les canaux des réseaux DWDM [43] [47].

Les réseaux de Bragg sont fabriqués en insolant le cœur du guide optique par un champ d'interférence de lumière de longueur d'onde UV (paragraphe 2.1.4). Grâce à un phénomène de photosensibilité de la silice (paragraphe 2.1.2), cette insolation engendre une modulation d'indice de pas  $\Lambda$  et une augmentation de l'indice moyen de la silice dopée qui permet d'obtenir ainsi un filtre en longueur d'onde (Figure 15).



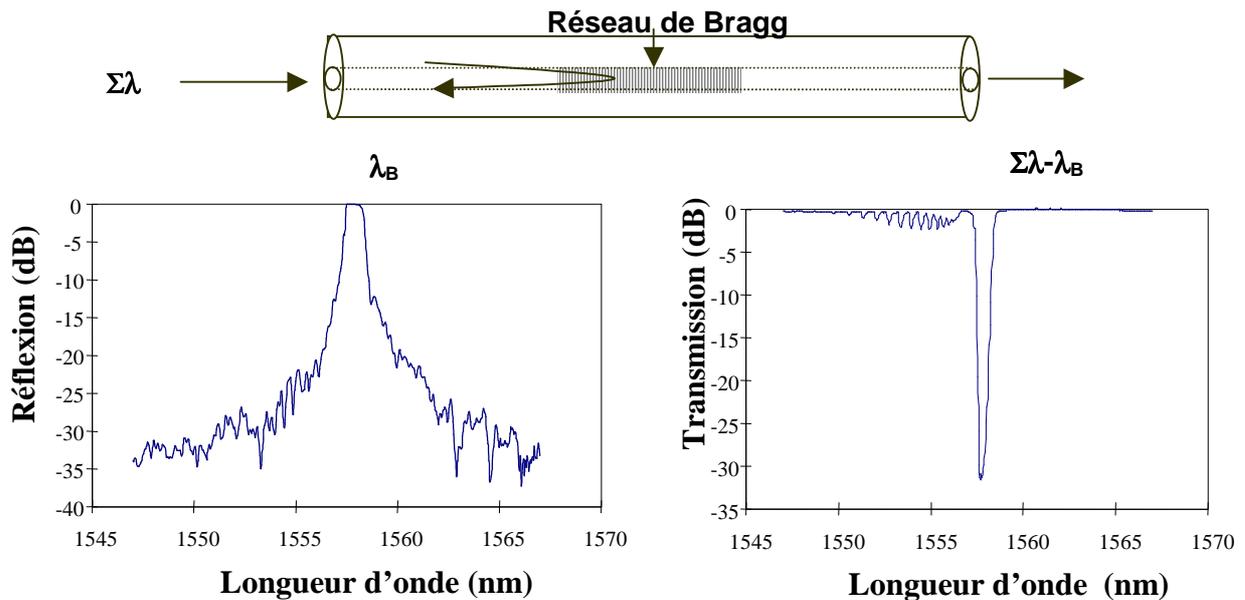
**Figure 15 : Profil longitudinal de l'indice d'un cœur photoinscrit**

La longueur d'onde centrale de ce filtre appelée longueur d'onde de Bragg ( $\lambda_B$ ) (Figure 16) est alors directement reliée à la période  $\Lambda$  de cette modulation ainsi qu'à la valeur de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}$  du guide photoinscrit par la relation de Bragg (2.1) (voir paragraphe 2.1.3):

$$\lambda_B = 2 \cdot \Lambda \cdot n_{\text{eff}} \quad (2.1)$$

Les différents réseaux utilisés pour ces applications peuvent être à pas (ou période de la modulation) variable (chirpés) [42][45], à amplitude de modulation non constante (apodisés) [47], à traits inclinés (ou slantés, tiltés ou blazés) (angle du réseau par rapport à la direction de propagation) [42], à saut de phase [47][48], à pas long (LPG : Long Period Grating) [48], etc. On peut aussi combiner toutes ces caractéristiques pour réaliser des filtres répondant à des spécifications plus exigeantes. Dans la suite de ce manuscrit, nous allons nous concentrer principalement sur les réseaux de Bragg apodisés insérés dans un Multiplexeur Insertion-Extraction Optique (MIEO) (ou Optical Add Drop Multiplexer (OADM)) [48][49][50] qui ont pour fonction de commuter des signaux dans les réseaux de télécommunications DWDM (voir chapitre 1).

Les spectres en transmission et en réflexion d'un réseau apodisé sont alors de la forme de ceux de la Figure 16 :



**Figure 16 : Exemple de spectres en transmission et en réflexion d'un réseau de Bragg apodisé photoinscrit sur une fibre classique à cœur photosensible (SMF28)**

Nous développerons dans la suite de ce paragraphe les origines de la réflexion de Bragg dans les guides photoinscrits (photosensibilité (2.1.2), théorie du couplage (2.1.3)), les deux principaux procédés de fabrication (2.1.4) ainsi qu'une revue bibliographique complétée par quelques travaux personnels concernant l'étude de leur vieillissement (2.1.5).

### 2.1.2. Origine de la photosensibilité

Ce phénomène d'augmentation d'indice des guides optiques sous l'effet d'une insolation laser UV à 244nm est appelée la photosensibilité. En général, son origine provient de l'introduction de  $\text{GeO}_2$  dans le cœur pour augmenter son indice et réaliser ainsi une structure guidante. Cet ajout modifie les caractéristiques du matériau et fait apparaître des défauts qui provoquent un deuxième changement d'indice après une exposition sous UV. Plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer ce phénomène mais aucun ne donne une totale satisfaction. En fait, la photosensibilité trouve son origine dans plusieurs effets simultanés qui proviennent tous de la rupture des liaisons des défauts Ge-Ge ou Si-Ge créés lors du dopage.

Ces défauts, ayant une bande d'absorption proche de 244nm, libèrent un électron lorsqu'ils sont irradiés à cette longueur d'onde (photodissociation) et donnent alors naissance à un centre  $\text{Ge}(E')$  (bande d'absorption à 190nm) chargé positivement.

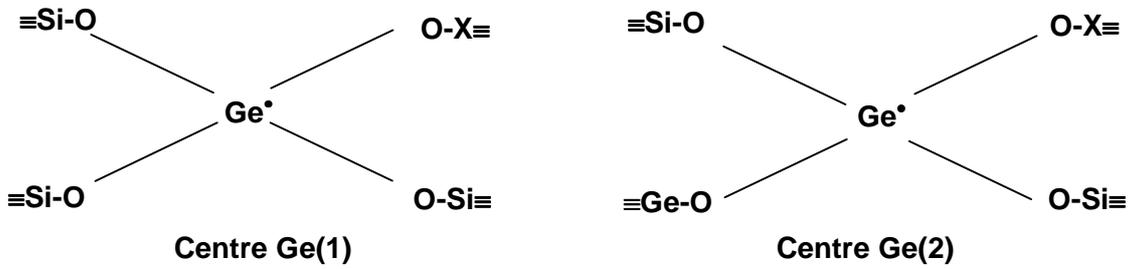


**Figure 17 : Centre Ge(E') où X = Ge ou Si**

Les différents modèles sont fortement liés à l'apparition de ce défaut et sont brièvement exposés ci-dessous :

\* Création de centres colorés [51]

Lorsque l'électron libre du centre Ge(E') est piégé par un atome de germanium de la matrice vitreuse, il se forme soit un centre Ge(1), soit un centre Ge(2) chargés négativement qui font varier le spectre d'absorption du matériau (Figure 18).



**Figure 18 : Centres colorés à l'origine de la photosensibilité**

Les équations de Kramers-Krönig permettent alors d'accéder à la variation d'indice  $\Delta n(\omega)$  en fonction de la variation de l'absorption du matériau  $\Delta \alpha_i(\omega)$  sur la bande spectrale  $[\lambda_1, \lambda_2]$  :

$$\Delta n(\lambda) = \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_i \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{(\Delta \alpha_i(\lambda') \cdot \lambda'^2)}{(\lambda^2 - \lambda'^2)} d\lambda' \quad (2.2)$$

**Relation de Kramers-Krönig**

Ce modèle intervient de manière importante (avec le modèle de densification décrit ci-dessous) dans l'augmentation d'indice lié à l'insolation UV.

\* Modèle de densification ou de compaction [52]

La rupture de liaisons Ge-Si entraîne une densification du matériau qui est elle-même à l'origine d'une augmentation d'indice  $\Delta n$  par la relation de Lorentz-Lorentz [53] :

$$\Delta n = -\frac{(n^2-1)(n^2+2)}{6n} \frac{\Delta v}{v} \quad (2.3)$$

où  $v$  est le volume moléculaire et  $n$  l'indice du matériau

Les modèles développés ci-dessous semblent intervenir à des degrés moindres :

\* Création de dipôles à partir de centres de défauts [52]

Dans ce modèle, le centre Ge(E') chargé positivement crée un dipôle avec un centre Ge(1) ou Ge(2) chargé négativement. La somme de ces dipôles forme un champ statique provoquant une variation locale de l'indice de réfraction du matériau par effet Kerr statique.

\* Modèle de charge d'espace [54]

L'ionisation accompagnant la rupture de liaison Ge-Si s'accompagne d'un déplacement des électrons qui sont piégés par des accepteurs. Ils créent une distribution de charges périodiquement alternées le long de l'axe optique qui peut induire un effet Kerr.

\* Modèle des modifications des contraintes [55]

Les différences de coefficients de dilatation des matériaux entraînent des contraintes qui sont modifiées par l'irradiation laser. Ceci induit une variation de l'indice du matériau.

De plus, en vue d'augmenter la photosensibilité à 244 nm des fibres dopées, il est nécessaire de les hydrogéner (à froid ou à chaud) [56]. Les molécules de H<sub>2</sub> réagissent alors avec les sites de Si-O-Ge, ce qui provoque la formation de molécules de Si-OH et de défauts déficitaires en oxygène qui contribuent à l'augmentation d'indice observée. Cette hydrogénation n'est pas nécessaire pour les guides optiques intégrés fabriqués à base de Germane (GeH<sub>4</sub>) et Silane (SiH<sub>4</sub>) étudiés en chapitre Chapitre 3 : , qui contiennent déjà du H<sub>2</sub>.

En fait, nous pouvons dire que les origines de la photosensibilité des fibres dopées germanium sont multiples et variables en fonction des conditions de photoinscription (caractéristiques des réseaux, contraste des franges, fluence et longueur d'onde du laser...) et de la nature de la fibre (fabrication, dopants, hydrogénation...). La proportion de l'influence de chaque mécanisme est différente suivant les conditions expérimentales.

### 2.1.3. Théorie des modes couplés

La réflexion de la lumière à la longueur d'onde de Bragg est le résultat d'un couplage entre le mode qui se propage dans la fibre (mode « copropagatif ») avec le mode « contra-propagatif » évoluant en sens inverse. Ce couplage est la conséquence d'une perturbation opto-géométrique du guide caractérisé ici par une variation locale de l'indice sur une longueur donnée (le réseau de Bragg). L'influence de cette perturbation peut être quantifiée grâce à la théorie des modes couplés qui a pour origine les équations de Maxwell (paragraphe 3.2.1). Les coefficients de couplage sont calculés à partir d'une technique de perturbation de l'équation d'onde scalaire [57].

L'indice d'un guide comprenant un réseau de Bragg d'indice périodique de pas  $\Lambda$  peut être défini en tout point  $[x,y]$  avec  $z \in [0,L]$  par :

$$n'(x,y,z) = n(x,y) + \sum_{N=-\infty}^{N=+\infty} \Delta n_{\text{mod}(N)}(x,y) e^{2i\pi Nz/\Lambda} \quad (N \in \mathbb{Z}) \quad (2.4)$$

où  $n(x,y)$  est l'indice moyen de la zone photoinscrite et  $\Delta n_{\text{mod}(N)}(x,y)$ , l'amplitude de la modulation d'indice. ( $N=1$  pour les modulations sinusoïdales).

Avec l'approximation des régimes stationnaires (invariance du profil d'indice dans le temps), le champ s'exprime sous la forme :

$$\psi(x,y,z,t) = \varphi(x,y,z) \exp(\pm i\omega t) \quad (2.5)$$

Le champ perturbé obéit alors à l'équation de propagation dite équation de Helmholtz scalaire :

$$\Delta \varphi + k^2 n^2 \varphi = 0 \quad (2.6)$$

avec  $k = 2\pi/\lambda$  (module du vecteur d'onde dans le vide).

On recherche ensuite des solutions approchées de cette équation, en décomposant  $\varphi(x,y,z)$  sur la base des modes propres orthonormés guidés  $\phi_\mu$  de la fibre invariante en  $z$  (i.e. le système non perturbé), sous la forme :

$$\varphi = \sum_{\mu \neq 0} A_\mu(z) e^{-i\beta_\mu z} \phi_\mu \quad (\mu \in \mathbb{Z}^*) \quad (2.7)$$

Les  $\beta_\mu$  étant les constantes de propagation de ces modes propres.

En injectant  $\phi$  dans l'équation de propagation (2.6), on obtient après quelques approximations liées au caractère faible de la perturbation :

$$\sum_{\mu \neq 0} \left( -2i\beta_{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_{\mu}(z)}{\partial z} + \mathbf{H}' \mathbf{A}_{\mu}(z) \right) \phi_{\mu} e^{-i\beta_{\mu} z} = 0 \quad (2.8)$$

avec:

$$\mathbf{H}' = 2nk^2 \sum_{N=-\infty}^{N=+\infty} \Delta n_{\text{mod}(N)}(r) e^{2i\pi Nz/\Lambda} \quad (2.9)$$

En supposant que le guide initial soit unimodal (mode  $v$  :  $\phi_v = e^{-i\beta_v z} \phi_{v \in N^*}$ ), on peut alors établir les équations de couplage de ce mode dans la zone perturbée :

$$\forall v, \sum_{\mu \neq 0} \left( -2i\beta_{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_{\mu}(z)}{\partial z} \langle \phi_v e^{-i\beta_v z} | \phi_{\mu} e^{-i\beta_{\mu} z} \rangle + \mathbf{A}_{\mu}(z) \langle \phi_v e^{-i\beta_v z} | \mathbf{H}' | \phi_{\mu} e^{-i\beta_{\mu} z} \rangle \right) = 0 \quad (2.10)$$

d'où

$$\forall v, \sum_{\mu \neq 0} \left( -2i\beta_{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_{\mu}(z)}{\partial z} \langle \phi_v | \phi_{\mu} \rangle + \mathbf{A}_{\mu}(z) \langle \phi_v | \mathbf{H}' | \phi_{\mu} \rangle \right) e^{i(\beta_v - \beta_{\mu})z} = 0 \quad (2.11)$$

c'est-à-dire

$$\forall v, -2i\beta_v \frac{\partial \mathbf{A}_v(z)}{\partial z} + \sum_{\mu \neq 0} \left( \mathbf{A}_{\mu}(z) \langle \phi_v | \mathbf{H}' | \phi_{\mu} \rangle \right) e^{i(\beta_v - \beta_{\mu})z} = 0 \quad (2.12)$$

On sait que :

$$\langle \phi_v | \mathbf{H}' | \phi_{\mu} \rangle = \iint \phi_v^* \mathbf{H}' \phi_{\mu} dS = k^2 \sum_{N \neq 0} \left( \iint \phi_v^* 2n \Delta n_{\text{mod}(N)}(r) \phi_{\mu} dS \right) e^{2i\pi Nz/\Lambda} \quad (2.13)$$

Donc, l'équation (2.12) devient :

$$\frac{\partial \mathbf{A}_v(z)}{\partial z} = -i \frac{k^2}{2\beta_v} \sum_{\mu \neq 0} \left[ \mathbf{A}_{\mu}(z) \sum_{N \neq 0} \left( \iint \phi_v^* 2n \Delta n_{\text{mod}(N)}(r) \phi_{\mu} dS \right) \right] e^{i\{\beta_v - \beta_{\mu} + 2\pi N/\Lambda\}z} \quad (2.14)$$

On peut s'apercevoir à partir de cette relation (2.14) que le couplage du mode fondamental copropagatif  $\nu$  vers d'autres modes que les modes contrapropagatifs  $\mu$  (type « modes de gaine » avec  $\beta_\nu \neq \beta_\mu$ ) est grandement réduit si  $\Delta n_{\text{mod}}$  est constant sur toute la section de la fibre. Ce terme peut alors être sorti de l'intégrale de recouvrement qui devient nulle du fait de l'orthogonalité des modes considérés [57]. Concrètement, ceci peut être obtenu en fabriquant des fibres ayant la même photosensibilité (c'est-à-dire la même réflectivité) dans la gaine et dans le cœur en optimisant la concentration des dopants dans les différentes zones considérées (voir paragraphe 4.1.1).

Au contraire, cette intégrale est maximale (=1) si on considère le couplage entre le mode copropagatif ( $\beta_\mu = \beta$ ) et contrapropagatif ( $\beta_\mu = -\beta$ ).

Si on prend uniquement en compte un échange d'énergie entre ces deux modes, le système d'équations ci-dessus s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{A}_\mu(z)}{\partial z} = i\kappa_R \mathbf{A}_{-\mu}(z) e^{-i\{2\beta - 2\pi/\Lambda\}z} \\ \frac{\partial \mathbf{A}_{-\mu}(z)}{\partial z} = -i\kappa_R \mathbf{A}_\mu(z) e^{i\{2\beta - 2\pi/\Lambda\}z} \end{cases} \quad (2.15)$$

avec

$$\kappa_R = -\frac{k^2}{2\beta} 2n \cdot \Delta n_{\text{mod}} \cdot \eta \quad (2.16)$$

où  $\kappa_R$  est le taux de couplage du mode copropagatif au mode contrapropagatif,  $|\eta|=1$  (perturbation purement sinusoïdale) et  $\eta$  le facteur de confinement du mode fondamental dans la zone photosensible :

$$\eta = \left( \iint \phi_\nu^* \phi_\mu dS \right) \quad (\eta=1 \text{ pour les fibres à gaine photosensible}) \quad (2.17)$$

Remarques : Ces équations sont en accord avec la conservation de l'énergie dans le système :

$$\frac{\partial}{\partial z} \{ |A_\mu|^2 - |A_{-\mu}|^2 \} = 0 \quad (2.18)$$

La solution du système d'équations couplées ci-dessus (2.15) s'écrit :

$$\begin{cases} A_{\mu}(z) = -i(Xe^{\Gamma_1 z} + Ye^{\Gamma_2 z})e^{-i\beta z} \\ A_{-\mu}(z) = \frac{i}{\kappa}(X\Gamma_1 e^{\Gamma_1 z} + Y\Gamma_2 e^{\Gamma_2 z})e^{-i(2\Delta\beta - \beta)z} \end{cases} \quad (2.19)$$

avec

$$\Delta\beta = \beta - 2\pi/\Lambda \quad (2.20)$$

$$\Gamma_1 = i\Delta\beta - \gamma \quad (2.21)$$

$$\Gamma_2 = i\Delta\beta + \gamma \quad (2.22)$$

$$\gamma^2 = \kappa^2 - \Delta\beta^2 \quad (2.23)$$

Les constantes X et Y sont déterminées grâce aux conditions aux limites (Figure 19):

$$A_{\mu}(0) = 1 \text{ et } A_{-\mu}(L) = 0 \quad (2.24)$$

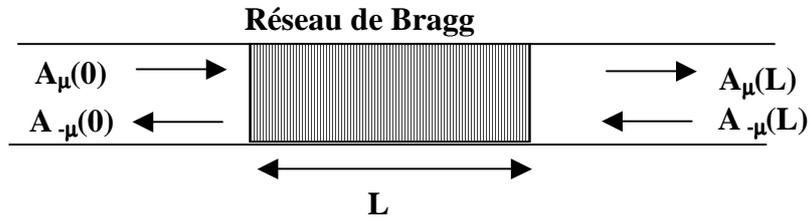


Figure 19

Il est ainsi possible de relier les amplitudes des champs en entrée et en sortie par les relations suivantes :

$$A_{\mu}(0) = [\cosh(\gamma L) + i\Delta\beta(\sinh(\gamma L)/\gamma)]e^{i\beta L} A_{\mu}(L) + \kappa \sinh(\gamma L)e^{-i\beta L} A_{-\mu}(L) \quad (2.25)$$

$$A_{-\mu}(0) = \kappa \sinh(\gamma L)e^{i\beta L} A_{\mu}(L) + [\cosh(\gamma L) + i\Delta\beta(\sinh(\gamma L)/\gamma)]e^{-i\beta L} A_{-\mu}(L) \quad (2.26)$$

Il vient alors naturellement les coefficients complexes en réflexion  $r(\lambda)$  et en transmission  $t(\lambda)$  :

$$r(\lambda) = \frac{A_{-\mu}(0)}{A_{\mu}(0)} = \frac{\kappa \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) + i\Delta\beta \sinh(\gamma L)} \quad (2.27)$$

$$t(\lambda) = \frac{A_\mu(L)}{A_\mu(0)} = \frac{\gamma}{[\gamma \cosh(\gamma L) + i \Delta\beta \sinh(\gamma L)] e^{i\beta L}} \quad (2.28)$$

Les coefficients respectifs en intensité sont alors :

$$R(\lambda) = r(\lambda) r^*(\lambda) = \frac{\kappa^2 \sinh^2(\gamma L)}{\kappa^2 \cosh^2(\gamma L) - \Delta\beta^2} \quad (2.29)$$

$$T(\lambda) = t(\lambda) t^*(\lambda) = \frac{\kappa^2 - \Delta\beta^2}{\kappa^2 \cosh^2(\gamma L) - \Delta\beta^2} \quad (2.30)$$

D'après l'équation (2.15) nous pouvons remarquer que le couplage entre les modes est maximum si  $\beta = 2\pi/\Lambda$ . Le coefficient de couplage  $\kappa_{\lambda_B}$  s'écrit donc :

$$\kappa_{\lambda_B} = \eta \cdot \pi \cdot \Delta n_{\text{mod}} / \lambda_B \quad (2.31)$$

avec  $\lambda_B$ , la longueur d'onde de Bragg

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{\text{eff}} \quad (2.32)$$

D'où, à l'accord de phase ( $\Delta\beta=0$ ) :

$$R(\lambda_B) = \tanh^2(\kappa_{\lambda_B} L) \quad (2.33)$$

$$T(\lambda_B) = \text{cosh}^{-2}(\kappa_{\lambda_B} L) \quad (2.34)$$

On retrouve alors les relations de base de la détermination de la réponse d'un filtre de Bragg en fonction de sa longueur et de son coefficient de couplage.

#### 2.1.4. Méthodes d'inscription

Les premières photoinscriptions de réseaux de Bragg ont été effectuées par injection longitudinale d'un faisceau d'un laser argon ( $\lambda_{\text{laser}}=488\text{nm}$ ) dans une fibre ayant un cœur dopé à l'oxyde de germanium [41]. Les auteurs avaient remarqué lors de leurs expériences une réflexion de la longueur d'onde incidente de plus en plus importante au cours du temps. En effet, grâce à la création d'une onde stationnaire entre les deux extrémités de la fibre

(avec l'onde « aller » et l'onde réfléchi par la face clivée de la fibre), une modulation d'indice durable de pas  $\Lambda$  était apparue dans le cœur (2.35):

$$\Lambda = \frac{\lambda_{\text{Laser}}}{2n_{\text{coeur}}} \quad (2.35)$$

Grâce à la relation de Bragg, il est facile de vérifier que la longueur d'onde réfléchi par ce réseau est la longueur d'onde incidente. Des montages plus évolués par insolation transverse (montage du miroir de Lloyd [59]. ou du masque de phase [60][61]) ont permis par la suite de fabriquer des réseaux réfléchissant une longueur d'onde différente de la longueur d'onde d'insolation et de lancer véritablement l'intérêt pour ce type de réflecteur pour le filtrage en longueur d'onde des réseaux DWDM. Ces deux principales méthodes (qui peuvent être utilisées à la fois pour photoinscrire des guides plans intégrés et des fibres) sont brièvement décrites ci-dessous :

#### 2.1.4.1. Inscription par le montage du miroir de Lloyd (division du front d'onde)

Le faisceau laser UV est élargi dans le plan horizontal grâce à un télescope cylindrique afocal pour qu'il ait une taille deux fois plus grande que celle du réseau voulu (Figure 20).

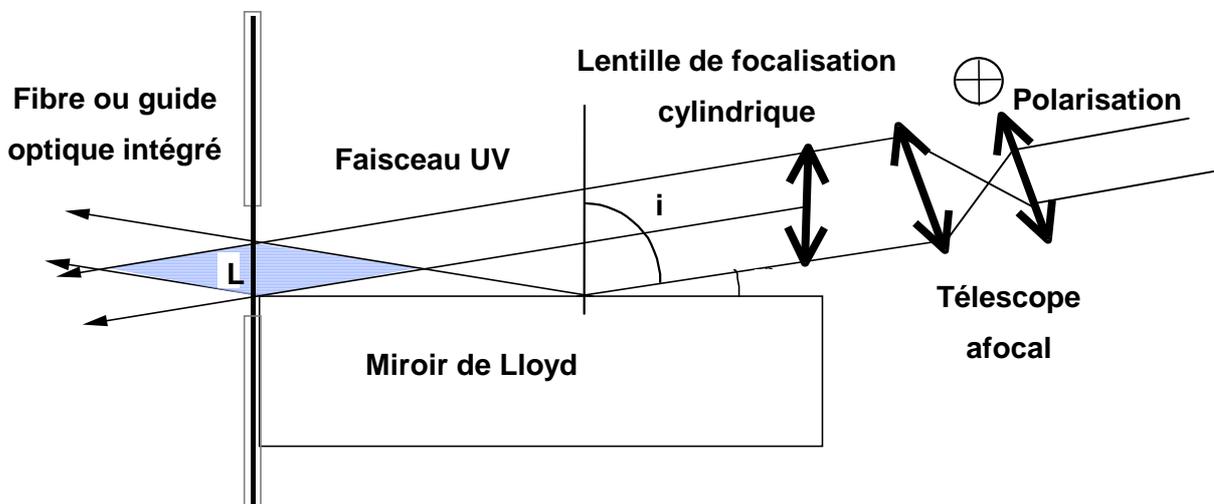
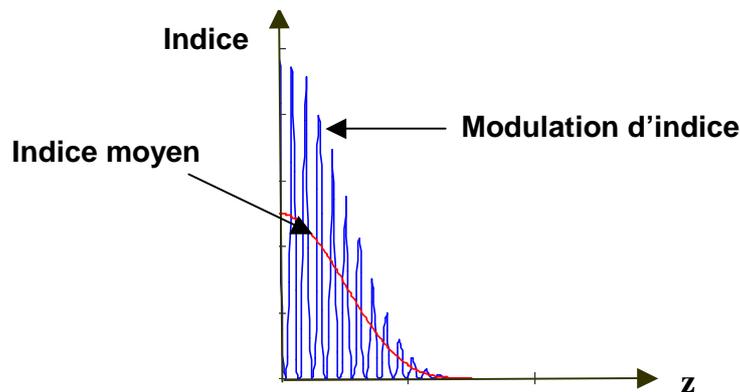


Figure 20 : Schéma du montage de photoinscription par miroir de Lloyd

Ensuite, une lentille cylindrique parallèle à la fibre permet de focaliser le faisceau dans le plan vertical sur le cœur à photoinscrire. La fibre est alors placée de telle sorte qu'une partie de la fibre soit insolée à la fois par le faisceau incident et par le faisceau réfléchi par le miroir de Lloyd. Ce dernier est réglé pour réfléchir la moitié du faisceau incident. Des franges

d'interférences apparaissent alors sur la fibre et crée ainsi une modulation d'indice proportionnelle à l'insolation UV reçue (Figure 21).

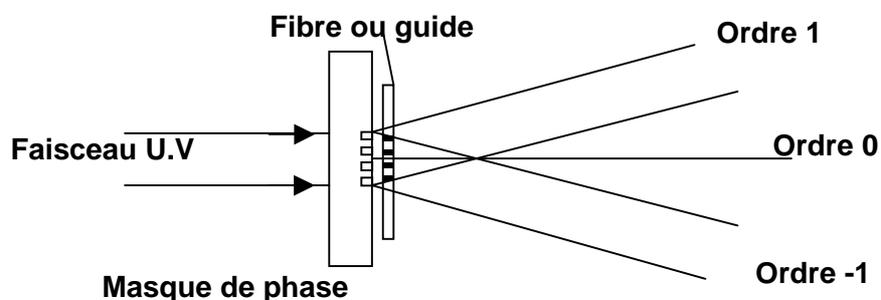


**Figure 21 : Modulation d'indice d'un réseau fabriqué par la méthode du miroir de Lloyd**

Le pas du réseau photoinscrit est lié à l'angle entre le miroir et le faisceau ce qui permet de régler très facilement la longueur d'onde de Bragg désirée. L'inconvénient principal de cette méthode est la nécessité d'avoir une source relativement cohérente à la fois temporellement et spatialement. De plus, il est difficile d'optimiser le profil de modulation (forcément gaussien) pour améliorer la réponse spectrale du réseau.

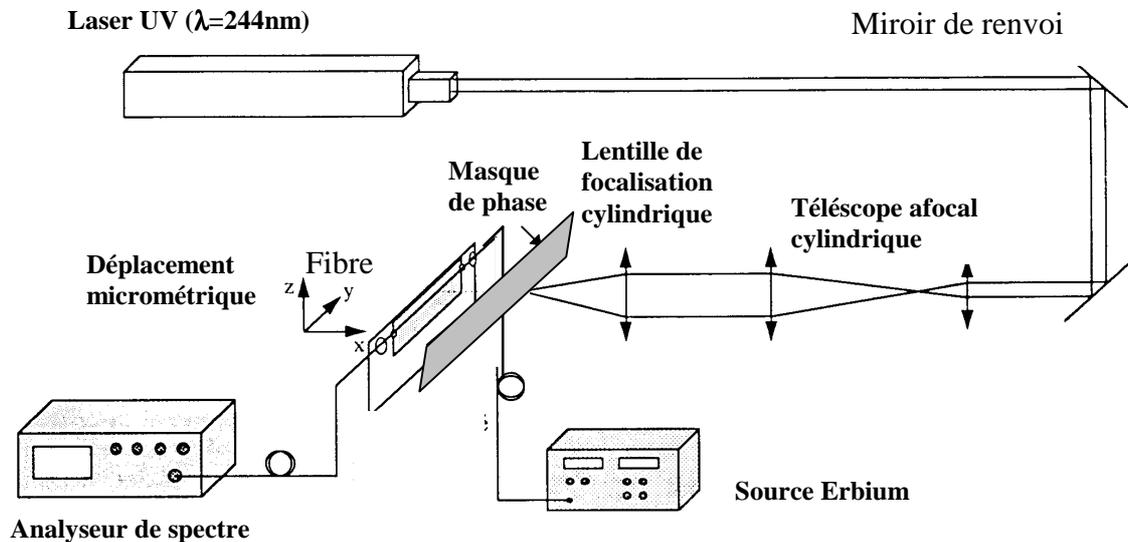
#### **2.1.4.2. Inscription par le montage du masque de phase (division d'amplitude)**

Un masque de phase est constitué par une lame de silice sur laquelle ont été gravées des bandes rectangulaires espacées de  $2\Lambda$  de même profondeur constituant un réseau. Ce dernier diffracte environ 80% de la lumière du laser incident dans les ordres +1 et -1 lorsque la profondeur est judicieusement choisie. Ainsi, il se forme une figure d'interférences dont les franges insolent le guide perpendiculairement à son axe et créent une modulation de l'indice du cœur avec un pas  $\Lambda$  deux fois plus petit que celui du masque (Figure 22).



**Figure 22 : Schéma de la diffraction de la lumière par un masque de phase**

En ce qui concerne le montage optique, le passage à travers un télescope afocal cylindrique constitué de deux lentilles permet d'avoir un faisceau élargi dans une direction dans le but d'en réduire la divergence (Figure 23).



**Figure 23 : Schéma du montage de photoinscription**

La largeur du spot sur le guide étant égale au produit de la divergence du faisceau par la distance focale de la dernière lentille, cette dernière pourra ainsi être augmentée en vue d'insérer physiquement le masque de phase avant la fibre tout en gardant une bonne focalisation. L'alignement des optiques est effectué grâce à l'autocollimation de la réflexion parasite du faisceau incident par les différents éléments traversés par la lumière. Le positionnement de la fibre ainsi que la focalisation de la dernière lentille sont optimisés grâce à la figure de diffraction créée par le faisceau sur une fibre « test » non hydrogénée utilisée lors des réglages. L'optimisation de l'alignement s'effectue de part et d'autre de la fibre grâce à un goniomètre et d'une table micrométrique permettant d'effectuer des translations verticales. Lorsque tous les réglages sont optimisés, la photoinscription de la fibre (ou du guide) peut alors commencer. Un déplacement uniforme de la table de translation pilotée par ordinateur permettra alors d'inscrire un réseau avec une amplitude de modulation d'indice constante. Nous verrons dans le paragraphe 2.2 les procédés permettant de créer un profil d'indice spécifique permettant l'apodisation du spectre réfléchi par le réseau de Bragg.

### **2.1.5. Stabilité temporelle des réseaux de Bragg**

En vue de leur insertion dans les réseaux de transmission parfois difficiles d'accès (sous-marin, tranchée urbaine...), les composants télécoms doivent tenir leurs spécifications sur

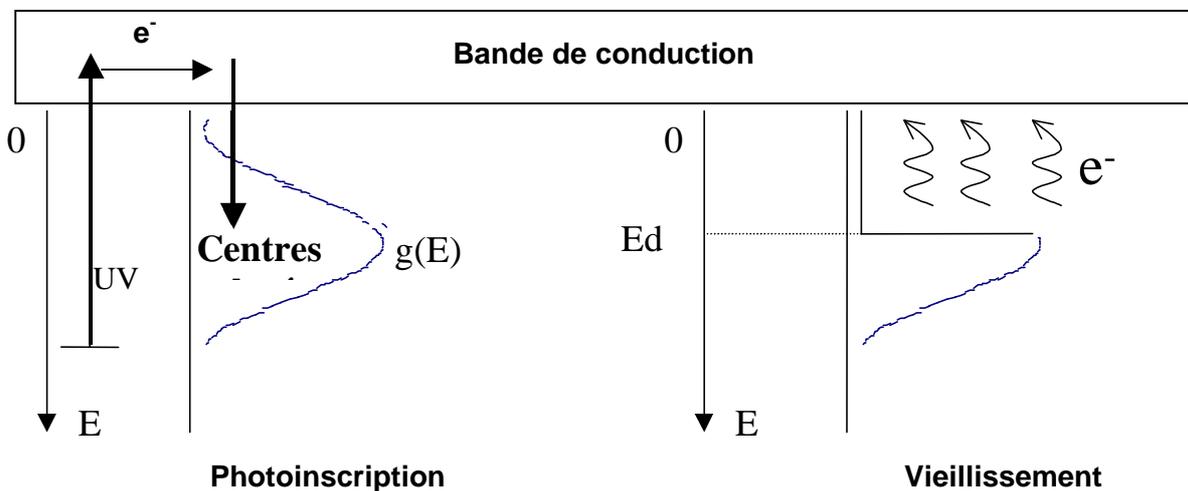
une longue période de temps (en général 25 ans) à des températures de fonctionnement comprises entre  $-20^{\circ}\text{C}$  et  $70^{\circ}\text{C}$ . Pour les composants intégrant un (ou plusieurs) réseau(x) de Bragg, il faut donc connaître les mécanismes de vieillissement afin de prévoir et surtout minimiser l'évolution dans le temps de leurs caractéristiques (réflectivité et longueur d'onde de Bragg c'est-à-dire respectivement  $\Delta n_{\text{mod}}$  et  $\Delta n_{\text{moy}}$ ).

En fait, ces mécanismes de diminution d'indice lors du vieillissement du réseau sont étroitement liés à ceux étant à l'origine de son augmentation lors de la photoinscription [62].

Comme nous l'avons vu précédemment (paragraphe 2.1.2), les électrons libérés par les centres Ge(E') lors de l'insolation UV du guide dopé au germanium sont piégés dans les centres colorés Ge(1) et Ge(2). Ces centres, à l'origine de l'augmentation d'indice, ont une distribution continue d'états d'énergies  $g(E)$  dont l'origine est attribuée à la structure désordonnée du milieu vitreux [62]. Lors du vieillissement du réseau, l'énergie de démarcation  $E_d$  apportée pendant un temps et une température donnés est suffisante pour libérer une partie des électrons (Figure 24) et donc blanchir les centres colorés qui sont dans des puits de potentiel inférieurs à  $E_d$  où:

$$E_d(t,T) = k_B T \ln(v_0 t) \quad [62] \quad (2.36)$$

La structure vitreuse revient alors progressivement à son état initial ; son indice diminue, le réseau s'efface progressivement. Lorsque  $E_d > g(E)_{\text{max}}$ , le réseau est totalement blanchi.



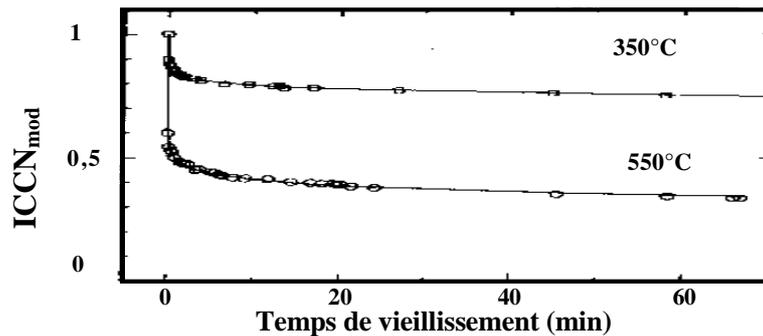
**Figure 24 : Comparaison des mécanismes de photoinscription et de vieillissement des réseaux de Bragg**

Pour déterminer concrètement la stabilité temporelle de la modulation d'indice photoinduite, Erdogan et al. [62] ont mis en œuvre un procédé de vieillissement accéléré à haute

température. Il consiste, dans un premier temps, à tracer la décroissance de la Constante de Couplage Intégrée Normalisée de l'indice de modulation ( $ICCN_{mod}$ ) en fonction du temps pour différentes températures (Figure 25) avec :

$$ICCN_{mod} = \Delta n_{mod}(t) / \Delta n_{mod}(0) \quad (2.37)$$

avec  $\Delta n_{mod}(0)$ , l'augmentation d'indice modulé lors de la photoinscription



**Figure 25 : Décroissance de l'amplitude de la modulation d'indice**

Une équation d'ajustement peut alors être tirée de ces résultats expérimentaux de vieillissement sur fibre non-hydrogénée:

$$ICCN_{mod} = 1 / (1 + A(T) \times (t/t_1)^\alpha) \quad (2.38)$$

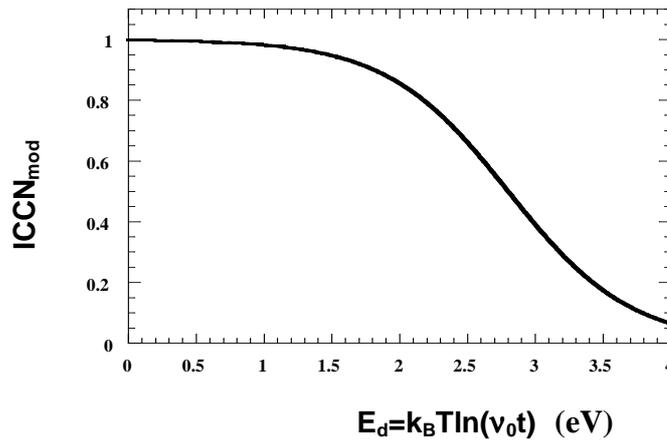
où  $A(T)$  et  $\alpha$  sont déterminés par l'expérience et  $t_1$  est un facteur de normalisation.

Malheureusement, il est apparu que cette loi en puissance n'est pas applicable quand les fibres sont hydrogénées dans le but d'obtenir des filtres à fort  $\Delta n_{mod}$ . Riant et al. [63] inspirés des travaux de Baker et al. [64] ont proposé une loi en logarithme népérien pour la décroissance de ce type de réseaux de la forme :

$$ICCN(t, T) = a + bT + cT k_B \ln(t) \quad (2.39)$$

avec  $a$ ,  $b$ ,  $c$  déterminés par l'expérience.

On peut cependant remarquer que cette approche n'est pas générale pour tous les types de fibre. Kannan et al. [65] préfèrent s'appuyer sur une méthode basée sur l'interprétation de la courbe maître proposée aussi par Erdogan et al [62]. Celle-ci illustre l'évolution du  $\Delta n_{\text{mod}}$  en fonction de l'énergie de démarcation, et permet de déterminer la valeur expérimentale du facteur  $v_0$  pour laquelle l'ensemble des isothermes de la Figure 25 sont regroupés sur une seule et même courbe, appelée courbe maître (Figure 26).

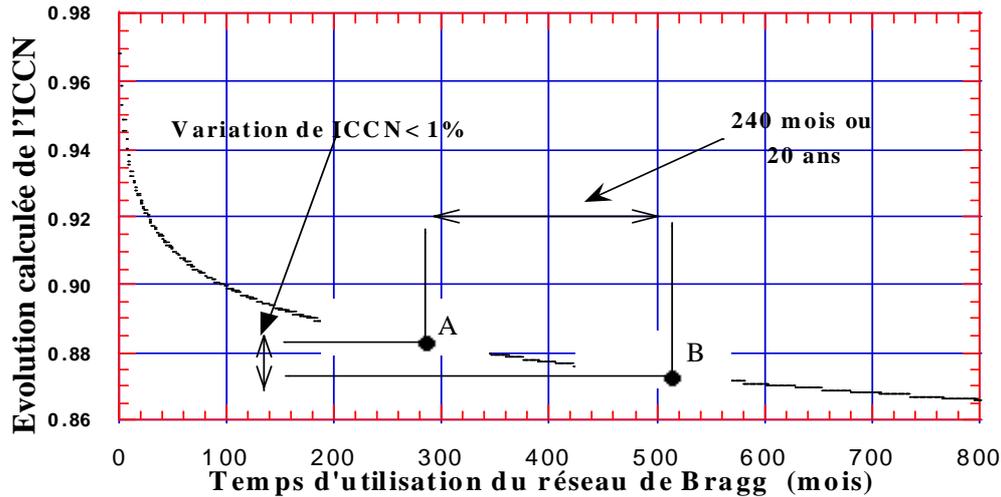


**Figure 26 : Courbe maître**

A partir de cette courbe (Figure 26) où l'évolution de l'ICCN est tracée pour des fortes températures ( $T_1$ ) sur des temps courts ( $t_1$ ), il est possible d'en déduire une équivalence sur des temps plus longs ( $t_2$ ) à sa température d'utilisation ( $T_2$ ). On utilise pour cela une relation tirée de l'égalisation des énergies de démarcation (2.38) pour deux couples de valeurs temps/température ( $t_1, t_2; T_1, T_2$ ).

$$t_2 = v_0 \frac{T_1 - 1}{T_2} \frac{T_1}{t_1 T_2} \quad (2.40)$$

Un exemple de courbe prédictive de l'évolution des caractéristiques des réseaux de Bragg à leur température d'utilisation sur des dizaines d'années est illustré en Figure 27, [66].

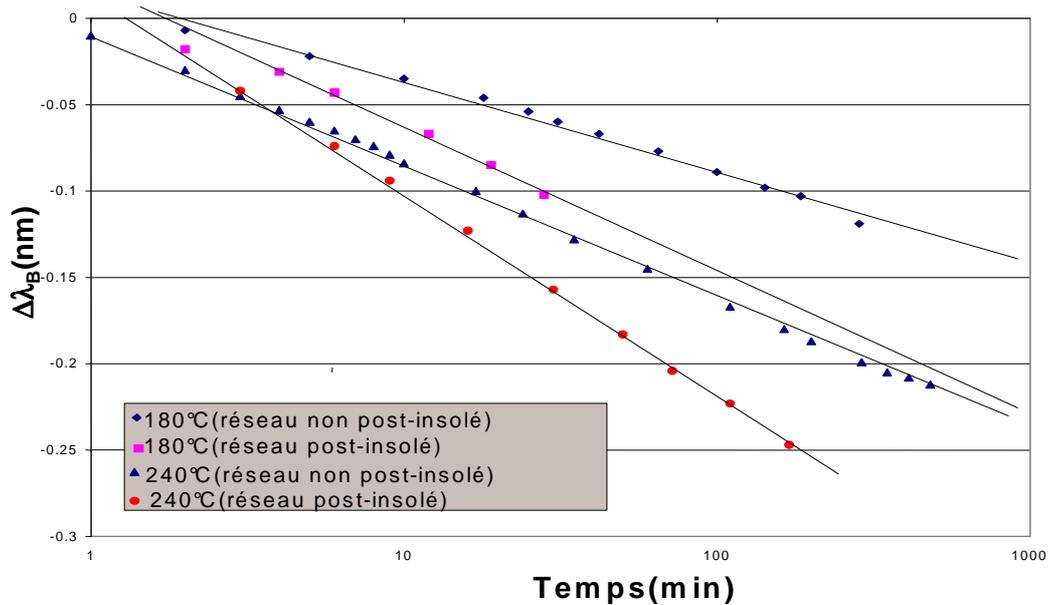


**Figure 27 : Exemple d'une courbe prévoyant l'évolution de la modulation d'indice photoinscrite du composant à une température d'utilisation de 70°C**

Si l'on désire que les caractéristiques des réseaux n'évoluent pas de plus de 1% à 70°C pendant 20 ans ( $[\text{ICCN}(\text{A}) - \text{ICCN}(\text{B})] / \text{ICCN}(\text{A}) = 1\%$  avec  $t(\text{A}) - t(\text{B}) = 240$  mois), il est nécessaire de les chauffer préalablement à une température supérieure à 70°C afin de positionner leur ICCN au point A sur la courbe ci-dessus. Cette étape est appelée déverminage ou passivation.

En prenant en compte l'approche VAREPA proposée par Poumellec et al. [67] qui suppose qu'il existe un lien local entre les conditions d'écriture et de stabilité du réseau, ce type de courbe doit être tracée à la fois pour l'évolution de la modulation d'indice et pour celle de l'indice moyen. En effet, ce modèle explique que la variation d'indice créée par une frange brillante est plus stable que celle créée par une frange sombre. Cela pourrait aussi expliquer les résultats concernant des expériences préliminaires élaborées au laboratoire qui montraient que la longueur d'onde de Bragg des réseaux de Bragg post-insolés avec une lumière UV étaient moins stables que celle de réseaux non post-insolés (Figure 28).

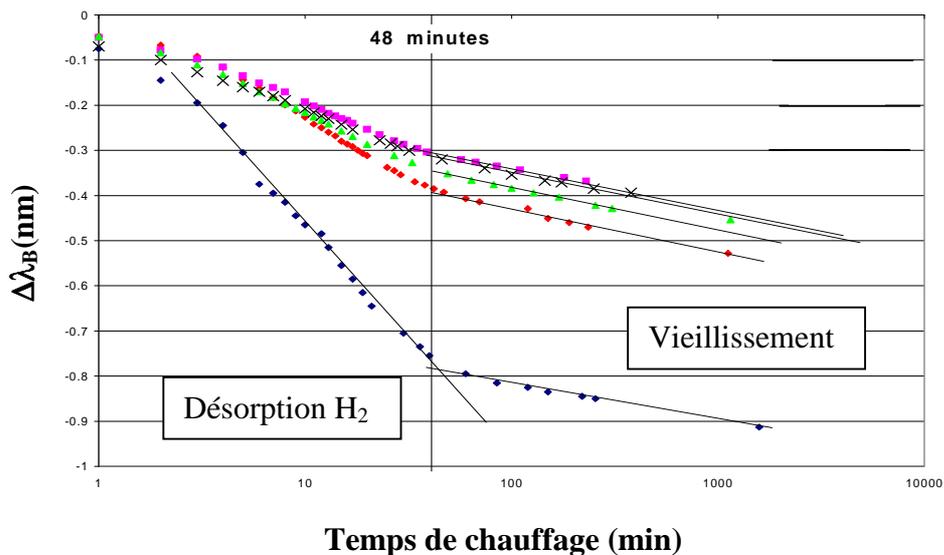
Remarque : Nous avons tracé l'évolution de  $\Delta\lambda_B$  en fonction du temps (et non pas celle de  $\text{ICCN}_{\text{moy}}$ , ce que la rigueur imposerait pour une étude de vieillissement) du fait de la difficulté pratique de connaître l'augmentation d'indice moyen créée par la photoinscription  $\Delta n_{\text{moy}}(0)$ . Nous pouvons donc seulement affirmer que la longueur d'onde de Bragg des réseaux post-insolés est moins stable que celle des réseaux non post-insolés, ce qui n'est pas rigoureusement exact au même raisonnement effectué avec les  $\text{ICCN}_{\text{moy}}$  (car le  $\Delta n_{\text{moy}}(0)$  des réseaux post-insolés est supérieur à celui des réseaux non post-insolés).



**Figure 28 : Influence de la post-insolation sur la décroissance de la longueur d'onde de Bragg lors de vieillissement à 240°C et 180°C**

Ces résultats sont en accord avec l'étude publiée par les chercheurs de l'Université de Lille qui ont remarqué les mêmes phénomènes sur des réseaux post-insolés à 193nm [68]. Cette même étude montrait, par ailleurs, que cette post-insolation stabilise la réflectivité de ces réseaux pour les raisons similaires (approche VAREPA).

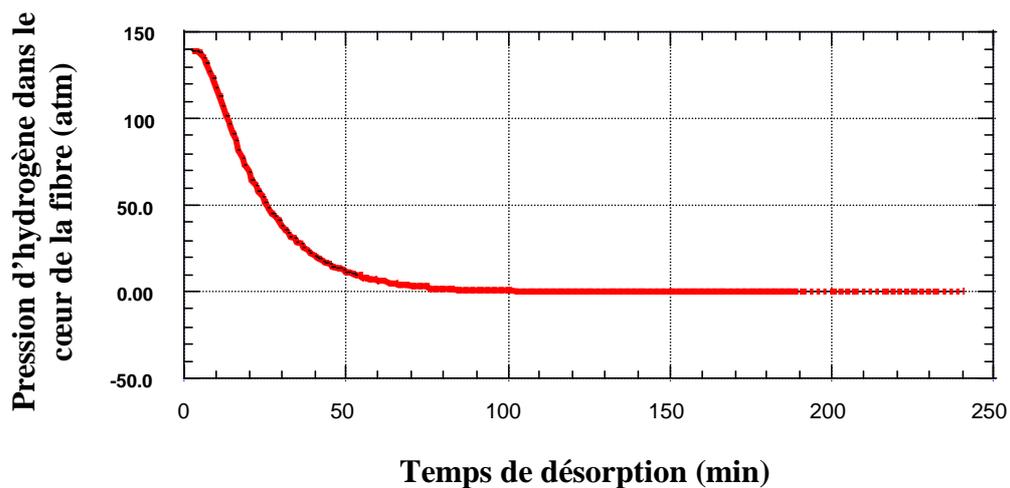
Remarque : Toutes ces études doivent être effectuées après avoir fait désorber l'hydrogène de la fibre de manière à ne tenir compte que du vieillissement du matériau (et non pas de sa déshydrogénation). Le graphe expérimental suivant (Figure 29) montre clairement la rupture de pente de la courbe de la variation de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau non désorbé pendant un chauffage à 180°C. Pour les réseaux étudiés, l'hydrogène a quasiment disparu après 48 minutes à cette température.



**Figure 29 : Evolution de la diminution d'indice de réseaux hydrogénés lors d'un chauffage à 180°C**

Ces courbes sont directement liée à l'évolution de la pression d'hydrogène dans une fibre avec le temps à une température identique de 180°C . Cette évolution illustrée ci-après (Figure 30) a été tracée en résolvant l'équation de diffusion [69] avec un coefficient de diffusion de l'hydrogène de [70]:

$$D=2,83 \cdot 10^{-4} e^{-(40,19\text{kJ/mol})/RT} \quad (2.41)$$



**Figure 30 : Evolution dans le temps de la pression d'hydrogène dans une fibre classique à 180°C**

Cette courbe confirme bien la diffusion quasi totale de l'hydrogène dans une fibre de 125  $\mu\text{m}$  après un chauffage de 180°C pendant 50 minutes.

En conclusion, il est clair que le vieillissement des réseaux de Bragg est un paramètre à prendre en compte pour mieux prévoir et augmenter la stabilité temporelle des multiplexeurs insertion-extraction étudiés dans ce manuscrit. Au vue de la difficulté d'énoncer une règle générale, des études au cas par cas devront être effectuées pour évaluer le vieillissement des composants décrits par la suite.

Après cette introduction générale sur les réseaux de Bragg photoinscrits, un travail concernant l'élaboration de nouvelles méthodes d'apodisation de la réponse spectrale de ces réseaux sera plus particulièrement développé dans le paragraphe suivant.

## **2.2. Apodisation de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg <sup>1</sup>**

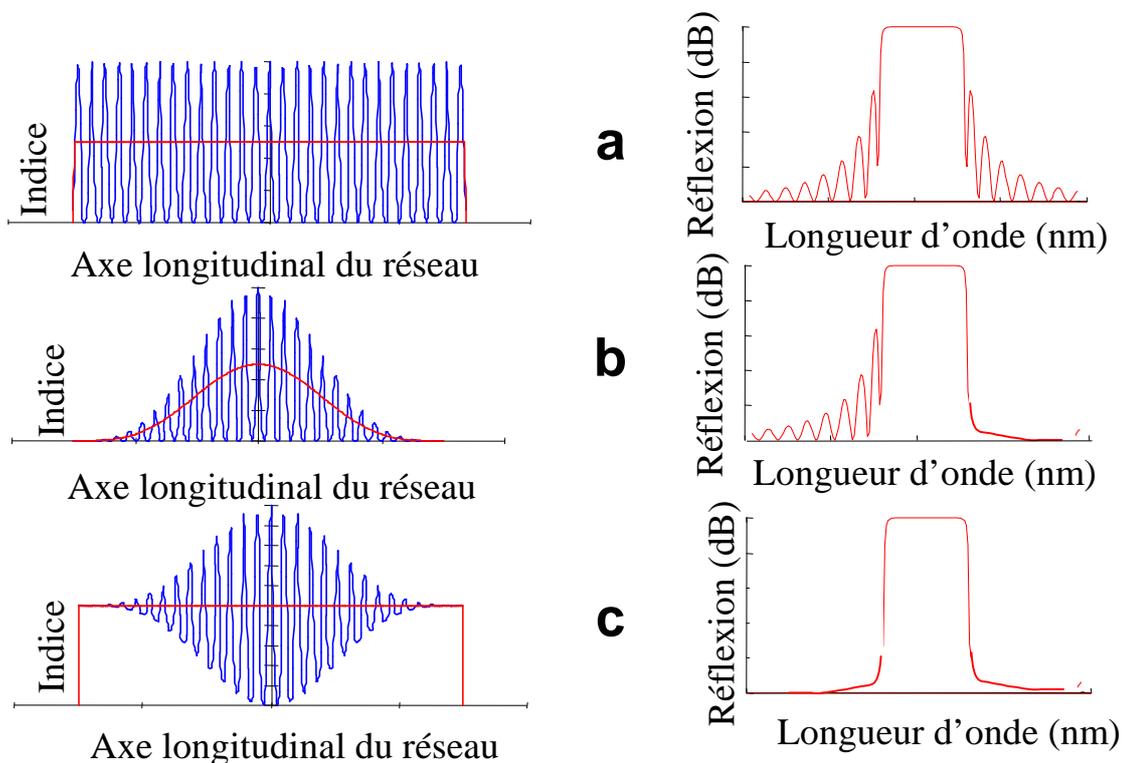
### **2.2.1. Principe**

Nous avons vu que la photoinscription de réseau de Bragg par laser UV ( $\lambda=244\text{nm}$ ) dans la silice dopée germanium entraîne deux phénomènes : une modulation d'indice créée par la figure d'interférences et une augmentation de l'indice moyen. La valeur de ces variations d'indice dépend de la fluence de la lumière UV d'insolation et de la photosensibilité du matériau. Cependant, une amplitude de modulation d'indice constante longitudinalement entraîne des spectres en forme de sinus cardinaux (Figure 31a). En effet, la réponse spectrale d'un réseau de Bragg correspond à la transformée de Fourier du profil d'indice de modulation ( $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ ) pour les réseaux à faible réflectivité [71]. Cependant, pour les réseaux plus réfléchissants, des méthodes numériques calculant les spectres réfléchis à partir du coefficient de couplage en chaque  $z$  ( $\kappa_R(z)=\eta\pi\Delta n_{\text{mod}}(z)/\lambda_B$ , voir paragraphe 3.4.1.2) sont nécessaires pour calculer la forme du spectre réfléchi près de la longueur d'onde de Bragg. Cependant, l'hypothèse de Kogelnik et al. [71] est toujours valable sur les flancs de ces spectres ( $\Delta n_{\text{mod}}$  faible). D'où, dans le but de minimiser les lobes latéraux indésirables, il est nécessaire de photoinscrire un profil de modulation d'indice sensiblement gaussien. Dans le cas où cet effet est créé en jouant uniquement sur le profil de la fluence (temps d'exposition ou puissance laser) le long du guide, le profil de l'indice moyen obtenu est également gaussien si bien que les bords du réseau réfléchissent une longueur d'onde de Bragg plus

---

<sup>1</sup> Nous parlerons par la suite simplement « d'apodisation »

faible que celle réfléchi par son centre (vu que  $\lambda_B = 2\Lambda n_{\text{eff}}$ ). Le réseau se comporte alors comme une cavité Fabry-Pérot ce qui se traduit par l'apparition d'une oscillation parasite du côté des faibles longueurs d'onde (Figure 31b) [72][73]. Pour éviter ce phénomène, il est nécessaire de maintenir l'indice moyen constant sur l'ensemble du réseau par différentes techniques développées dans le paragraphe 2.2.2 (Figure 31c). Le profil d'indice global ainsi obtenu permet l'apodisation du spectre en réflexion du réseau de Bragg. Différentes fonctions d'apodisation [74] peuvent être optimisées en vue d'améliorer la suppression des lobes parasites. Le profil de modulation d'indice peut être vérifié expérimentalement, par exemple, par une méthode faisant intervenir la diffraction de Bragg (montage de Krug) [75].



**Figure 31: Amplitude d'indice et spectres des réseaux correspondants**

### 2.2.2. Etat de l'art des méthodes d'apodisation

Il existe différentes familles de méthodes d'apodisation qui permettent de créer le profil d'indice recherché.

Dans le premier type de méthode, le profil de modulation d'indice prédéfini est inscrit dans un premier temps à l'aide du système interférométrique sans se soucier de la valeur de l'indice moyen généré. L'égalisation de cet indice moyen le long du réseau se fait lors d'un deuxième passage avec une insolation continue (sans interférences). Les premières expériences ont été effectuées par Malo et al [76] qui proposaient deux insolutions

successives (avec et sans masque de phase) respectivement à travers deux densités variables complémentaires. C'est aussi l'approche que nous avons eue pour les deux méthodes d'apodisation (voir paragraphe 2.2.3) élaborées [77] et brevetées [78][79] au laboratoire pour des raisons de facilité de mise en œuvre. Cependant, les deux inscriptions peuvent être un frein pour l'industrialisation de la méthode (temps, procédures, reproductibilité...) mais elles sont relativement flexibles et simples dans certaines applications.

Dans le second type de méthode, un seul passage est nécessaire. Le système d'apodisation fait varier la visibilité des franges le long du réseau tout en gardant une fluence de la lumière laser UV de photoinscription constante pour avoir un indice moyen constant.

La méthode la plus simple a été expérimentée par J.Albert et al [80] avec une photoinscription à l'aide d'un masque de phase ayant une profondeur de gravure non constante (gaussienne) longitudinalement. La visibilité des franges étant fonction de cette profondeur, l'amplitude de modulation d'indice photoinduite suit l'enveloppe déterminée par le masque. L'inconvénient de cette technique est la réalisation complexe du masque et la correspondance de chaque réseau à un masque donné.

Pour allier à la fois flexibilité, reproductibilité, compatibilité avec l'industrialisation, différentes méthodes mettant en œuvre un brouillage de franges par module piézo-électrique sur la fibre [81][82][83] puis sur le masque [84][85] sont apparues. Le brouillage, total sur les bords du réseau et nul au centre et l'enveloppe de modulation d'indice, est alors directement fonction de la tension appliquée au module piézo-électrique.

D'autres méthodes à base de galvanomètre [86], de pale tournante [87] et de montage interférométrique plus complexe [88][89][90] ont aussi été publiées. Les résultats et/ou la complexité des montages rendent ces techniques moins intéressantes.

### **2.2.3. Mise au point de techniques d'apodisation développées au laboratoire**

Les deux techniques d'apodisation développées dans ce paragraphe ont été élaborées lors de cette thèse et ont été l'objet de deux brevets.

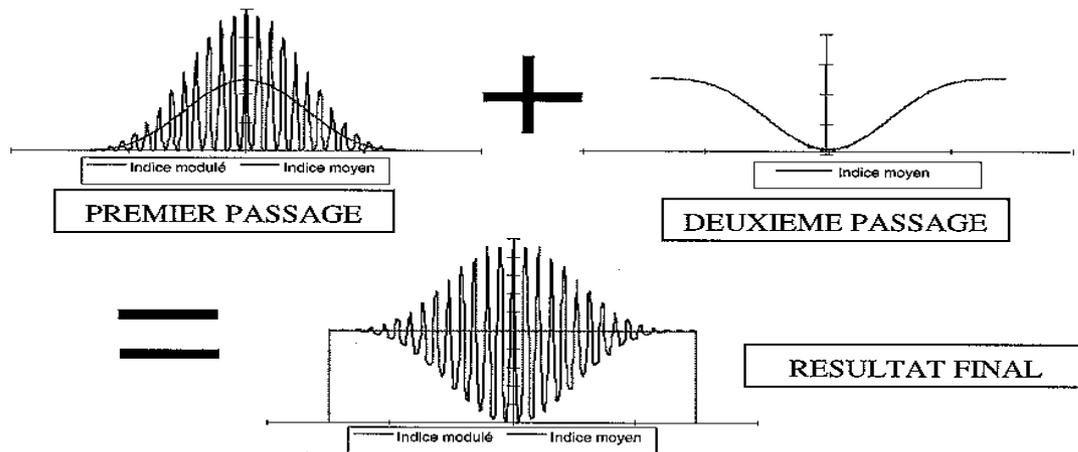
#### **2.2.3.1. Technique développée sur un montage à masque de phase**

##### Principe

Cette technique est basée sur la variation du temps d'exposition de la lumière UV selon l'axe longitudinal du réseau lors de la photoinscription. Elle s'effectue en deux étapes :

\* un premier passage du faisceau laser sur le guide à travers le masque de phase avec un temps d'exposition, variable en fonction de la position, dont le profil est celui de l'indice modulé souhaité.

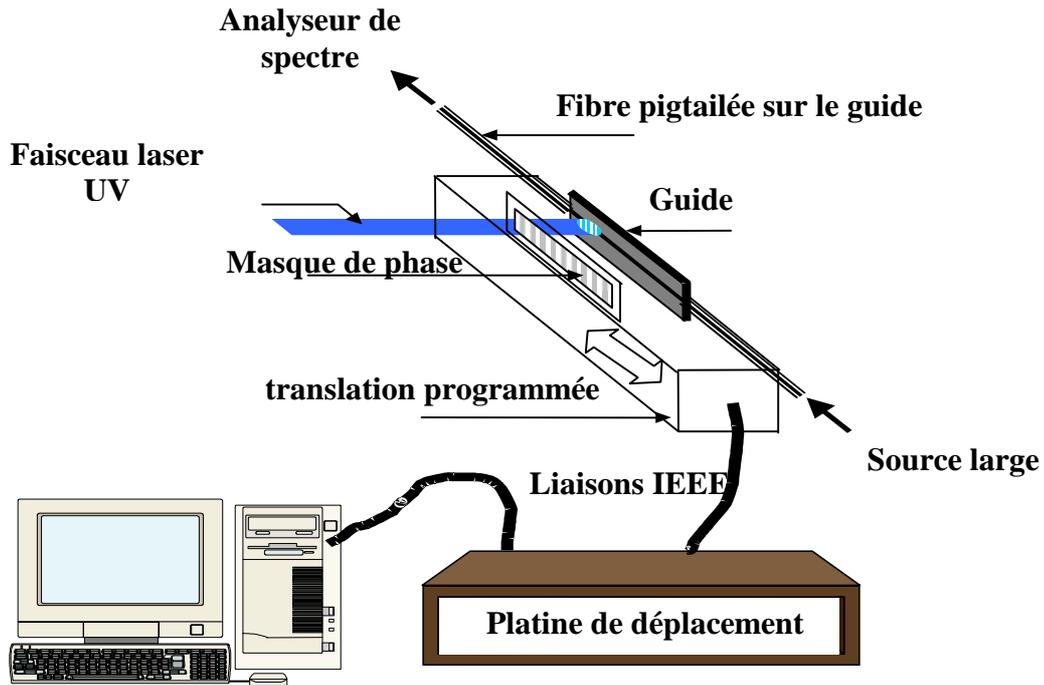
\* un deuxième passage caractérisé par une insolation sans masque de phase avec un profil de temps complémentaire pour retrouver un indice moyen constant (voir Figure 32).



**Figure 32 : Profil de l'indice du guide photoinscrit lors de l'apodisation**

### Montage

Le déplacement est assuré par une table de translation pas à pas pilotée par ordinateur (programme en Visual Basic) (Figure 33). A chaque position du faisceau UV sur le guide, le temps d'exposition (c'est à dire de pause de la table de translation) est calculé par l'ordinateur grâce à la fonction de l'enveloppe de temps préalablement programmée. La table se déplace alors sur la longueur du réseau à photoinscrire avec des temps d'arrêt qui sculptent une enveloppe de modulation d'indice avec la forme désirée. A ce stade, le masque de phase est ôté. Le guide est alors translaté en sens inverse avec, à chaque pas, un temps d'exposition complémentaire de celui du premier passage. Ceci permet de ne pas modifier la modulation créée lors du premier passage tout en compensant la variation longitudinale de l'indice moyen engendrée préalablement. L'apodisation du spectre en réflexion est alors réalisée.



**Figure 33 : Schéma du montage de photoinscription**

Ce dispositif très flexible permet de choisir la fonction du profil de modulation (Gaussienne, Blackman...), la longueur du réseau et le temps total d'insolation de chaque passage. La fluence peut aussi être ajustée par la puissance laser ou la focalisation du faisceau. La taille du faisceau ( $\approx 10 \mu\text{m}$ ) est choisie pour être transversalement sensiblement supérieure à la largeur du guide ( $\approx 6 \mu\text{m}$ ) et pour être suffisamment petite latéralement afin de définir avec précision l'enveloppe de modulation ( $60 \mu\text{m}$ ).

#### Résultat sur fibre

Nous avons choisi une fibre pour la validation du procédé afin de ne pas être gênés par les différents problèmes liés aux guides intégrés dans la visualisation des résultats (Réflexion de l'interface guide/fibre (paragraphe 2.3), biréfringence (paragraphe 3.3), réflexion à l'interface guide fibre...). On utilise un faisceau large ( $600 \mu\text{m}$  sur fibre,  $60 \mu\text{m}$  sur guide) pour prendre en compte l'éloignement inévitablement plus important entre le masque de phase et le cœur pour une fibre (dû à la gaine plus épaisse). La définition de l'enveloppe est alors moindre ce qui peut altérer, de ce fait, le niveau d'apodisation.

Les paramètres de l'expérience réalisée sont les suivants :

Pas de déplacement de la table : 10 $\mu$ m,

Largeur du faisceau 600 $\mu$ m,

Longueur du réseau Lb=8mm,

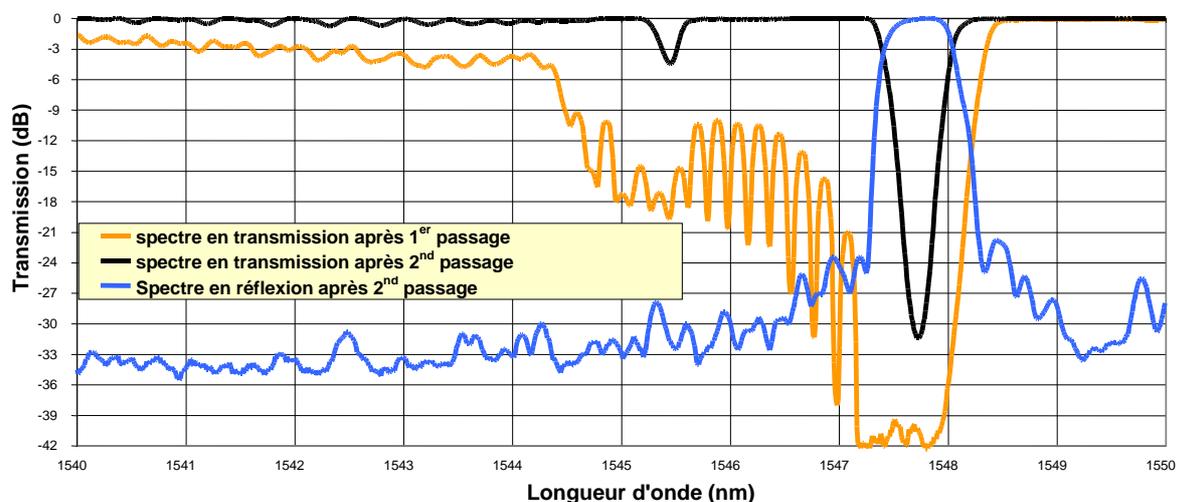
Equation de l'enveloppe de l'amplitude de la modulation d'indice (apodisation gaussienne) :

$$f(z)=\exp(-15((z-Lb/2)/Lb)^2),$$

Coefficient k = temps 2<sup>nd</sup> passage (sans masque de phase) / temps 1<sup>er</sup> passage (avec masque de phase)

Ce dernier coefficient ajuste la puissance continue du 2<sup>nd</sup> passage.

Les différents spectres obtenus sont illustrés en Figure 34.



**Figure 34 : Spectre apodisé de réseau de Bragg sur fibre**

La courbe après le 1<sup>er</sup> passage montre l'oscillation caractéristique d'un Fabry-Pérot. Au cours du 2<sup>nd</sup> passage, cette dernière disparaît et est remplacée par un pic de 31 dB apodisé à 22 dB. Le niveau d'apodisation devrait être encore supérieur sur les guides intégrés du fait de la meilleure définition possible de la fonction d'apodisation.

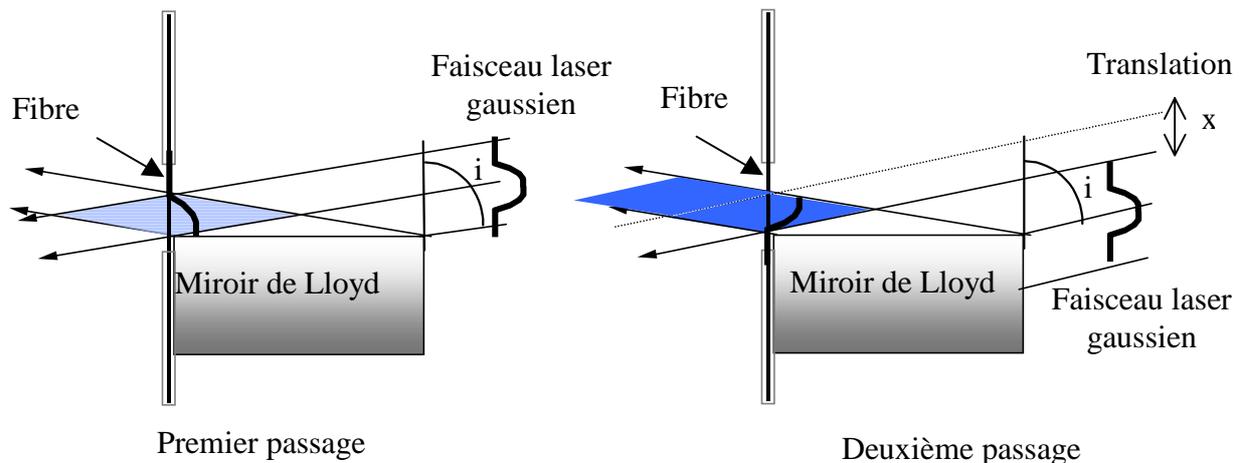
### **2.2.3.2. Technique développée sur un montage à miroir de Lloyd**

De façon générale, la réalisation de réseaux de Bragg avec le montage du miroir de Lloyd ne nécessite pas de technique spécifique d'apodisation, contrairement à la réalisation de réseaux avec le montage du masque de phase. En effet, la réponse spectrale d'un réseau de Bragg fabriqué par miroir de Lloyd est naturellement partiellement apodisée grâce à la répartition gaussienne de la puissance lumineuse du laser de photoinscription sur la fibre (Figure 21). Cependant, pour les applications qui nécessitent une grande finesse spectrale de la lumière réfléchie, une suppression de la non-linéarité de l'indice moyen induite

(appelée chirp) devient alors indispensable<sup>2</sup>. En effet, ce chirp longitudinal peut engendrer un élargissement des spectres obtenus et une diminution du taux de réflexion à la longueur d'onde de Bragg.

Le processus s'effectue en deux étapes :

- la photoinscription de la modulation d'indice est classique et déjà décrite en paragraphe 2.1.4.
- la seconde étape consiste à effectuer un deuxième passage en translatant le miroir de manière à supprimer l'insolation de la fibre par la lumière transmise sans interférence (Figure 35).



**Figure 35 : Procédé d'apodisation du spectre réfléchi par un réseau de Bragg fabriqué avec un montage du type « miroir de Lloyd »**

Par conséquent, il n'y a donc plus d'interférences créées par l'interaction de cette lumière avec la lumière réfléchie. Le réseau est ainsi éclairé en continu par l'autre flanc de la gaussienne ce qui permet de compenser la non-linéarité de l'indice moyen créé lors du premier passage tout en conservant l'amplitude de modulation d'indice alors engendrée. Il s'agit alors de trouver la valeur de la translation  $x$  qui permette d'obtenir l'indice moyen le plus constant possible.

La répartition du mode  $TEM_{00}$  du laser sur son diamètre  $r$  est :

$$I_1(r) = I_0 \exp(-2r^2/w^2) \quad (2.42)$$

Où  $I_1(0)=I_0=1$  et  $I_1(w) = I_0 \exp(-2)$

<sup>2</sup> Cette suppression de chirp sera tout de même appelée « apodisation » par analogie avec les méthodes identiques développées pour l'apodisation sur les montages à masque de phase.

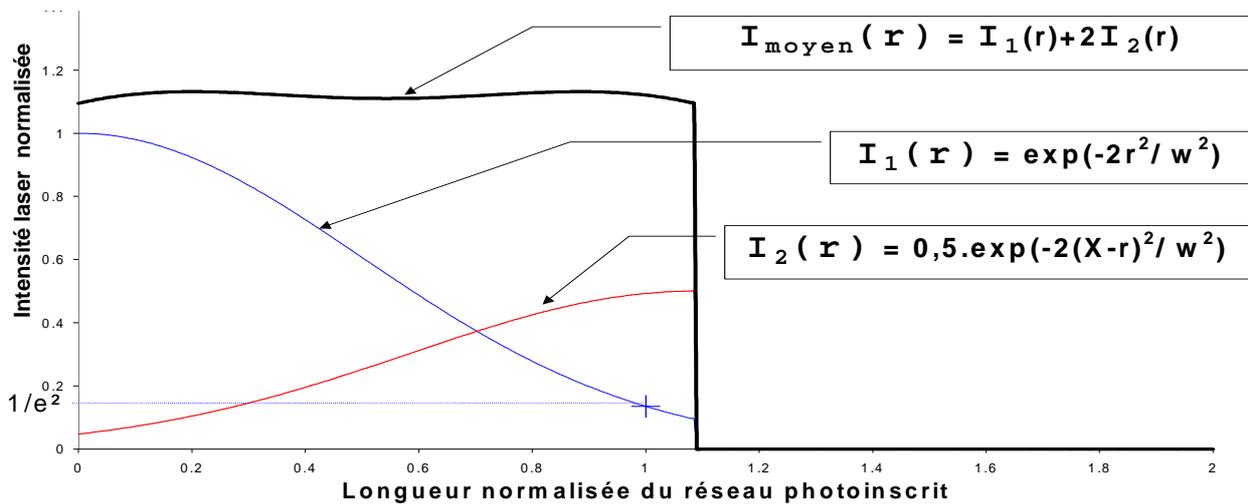
La demi gaussienne translatée de  $x$  pour la compensation de l'indice moyen a pour expression :

$$I_2(r) = 0.5I_0 \exp(-2(x-r)^2/w^2) \quad (2.43)$$

Pour avoir la même intensité lors de chaque étape, la fluence (temps d'insolation) doit être multipliée par deux lors du deuxième passage.  $I_{\text{moyen}}(r)$  a pour expression :

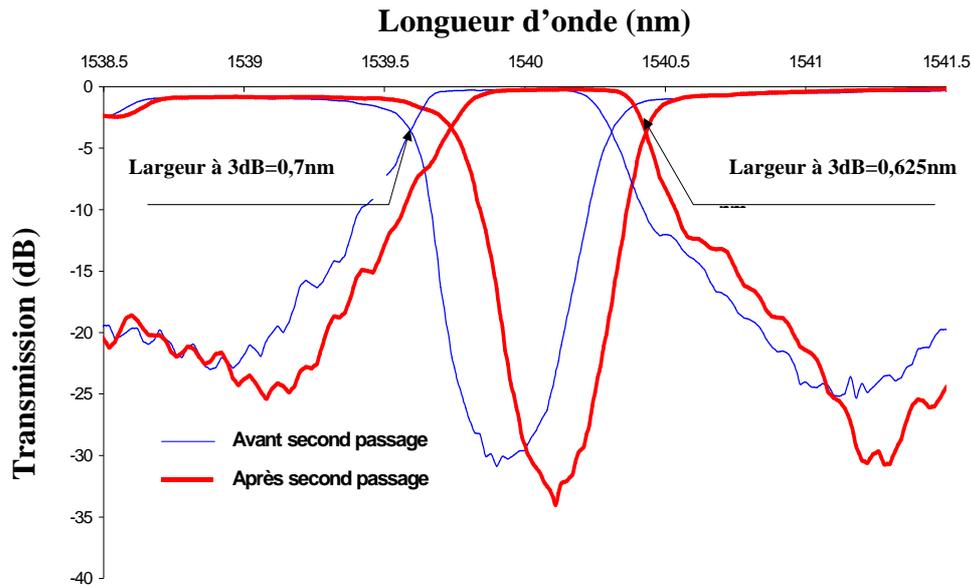
$$I_{\text{moyen}}(r) = I_1(r) + 2I_2(r) \quad (2.44)$$

Avec une méthode numérique simple, on trouve la valeur de  $x$  qui donne l'écart type le plus faible de  $I_{\text{moyen}}$ . Cette valeur obtenue est de  $x=1.085w$  où  $w$  est le rayon du spot à une puissance de  $1/e^2 I_0$  (Figure 36).



**Figure 36 : Intensité lumineuse du laser de photoinscription suivant l'axe longitudinal du réseau lors des étapes de la photoinscription**

En considérant que l'intensité laser insolant le guide est directement proportionnelle à la modulation d'indice engendrée, il est alors possible d'expérimenter la méthode. Lors de premiers essais, il est rapidement apparu que la deuxième insolation permettait comme prévu de diminuer sensiblement la largeur spectrale des spectres tout en augmentant sensiblement leur profondeur (Figure 37) ce qui est typique d'une diminution de chirp d'un réseau de Bragg.



**Figure 37 : Spectres expérimentaux obtenus en réflexion et transmission lors des deux étapes de la photoinscription avec le montage du miroir de Lloyd**

La méthode est donc validée et peut permettre de diminuer sensiblement la largeur des spectres des réseaux de Bragg réalisés par miroir de Lloyd tout en augmentant leur réflectivité. Cependant, elle ne sera pas utilisée dans la suite de ce travail car les réseaux de Bragg seront fabriqués par la technique du masque de phase plus à même de fabriquer des réseaux apodisés très réfléchissants de manière reproductible.

Nous utiliserons donc la méthode d'apodisation par masque de phase décrite en début de paragraphe (2.2.3.1) lors de la réalisation du MIE intégré réalisé au chapitre 3. Les réseaux apodisés du chapitre 4 seront fabriqués avec une technique de brouillage des franges par modules piézo-électriques.

Une autre étude de cette première partie de thèse concernant la photoinscription de réseaux de Bragg a porté sur l'influence de la réflexion du faisceau UV par l'interface silice/silicium lors de l'insolation des guides intégrés par laser UV. Ce travail est décrit dans le paragraphe suivant.

## 2.3. Influence de la réflexion du faisceau UV par l'interface silice/silicium

### 2.3.1. Nature du problème

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.4, la méthode d'inscription des réseaux de Bragg par masque de phase peut tout à fait être adaptée à la photoinscription sur guide planaire. Cependant, nous avons constaté une réflexion de l'ordre de 50% de la lumière UV d'insolation lors de l'expérimentation. Sachant que le silicium absorbe la lumière UV, il est rapidement apparu que c'est en fait l'interface silice/silicium qui réfléchit la lumière incidente. Dans le cas où le guide et le faisceau laser sont parfaitement perpendiculaires, la lumière réfléchie peut tout à fait photoinscrire un réseau de Bragg de pas identique au premier avec des franges superposées, ce qui aurait pour effet d'augmenter l'efficacité de photoinscription pour une fluence incidente donnée. Cependant, les conditions idéales ne sont jamais réunies (autocollimation trop critique par rapport au faible pas du réseau, plaquette de silicium non plane). Le réseau éventuellement photoinscrit en réflexion peut alors soit diminuer localement le contraste des franges photoinscrites par le faisceau incident dans le cas où le système de franges est légèrement décalé avec un pas identique (mauvaise autocollimation), soit photoinscrire un réseau avec un pas légèrement différent qui perturbe alors plus ou moins fortement la réponse spectrale du réseau initial (courbure de l'échantillon).

Nous décrivons ci-dessous plus précisément l'influence de la courbure de la plaquette  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  sur le pas du réseau photoinscrit (Figure 38).

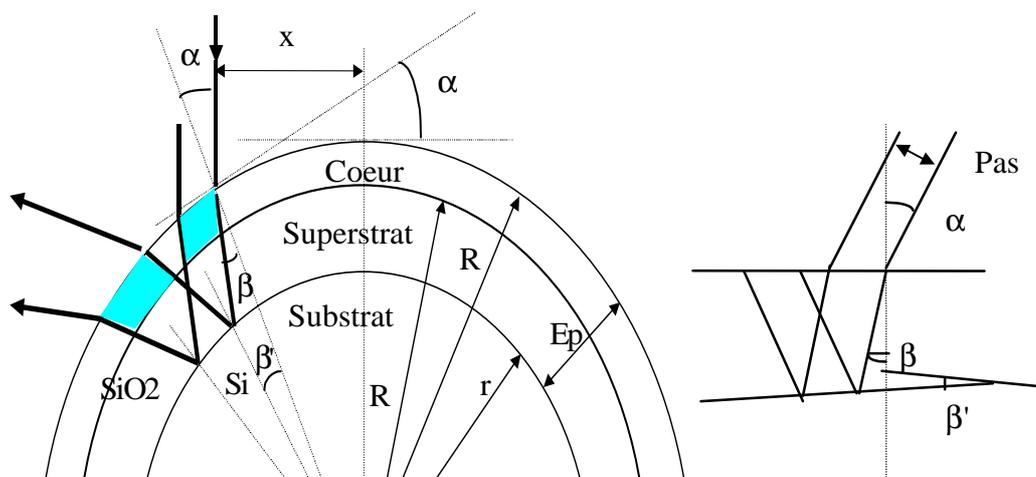


Figure 38 : Réflexion du faisceau UV par une interface silice/silicium courbe

Si l'on appelle  $\alpha$  l'angle du faisceau incident,  $\alpha=x/R$  et l'angle réfracté  $\beta\approx\alpha/n$ .

Le pas P des franges d'interférences devient après réfraction sous l'incidence  $\alpha$  :

$$P_i = P \cos(\alpha/n) / \cos\alpha \quad (2.45)$$

Après réfraction, l'angle d'incidence sur le silicium a tourné de  $\beta' = \beta E_p / R_c$ , le pas après réflexion devient donc :

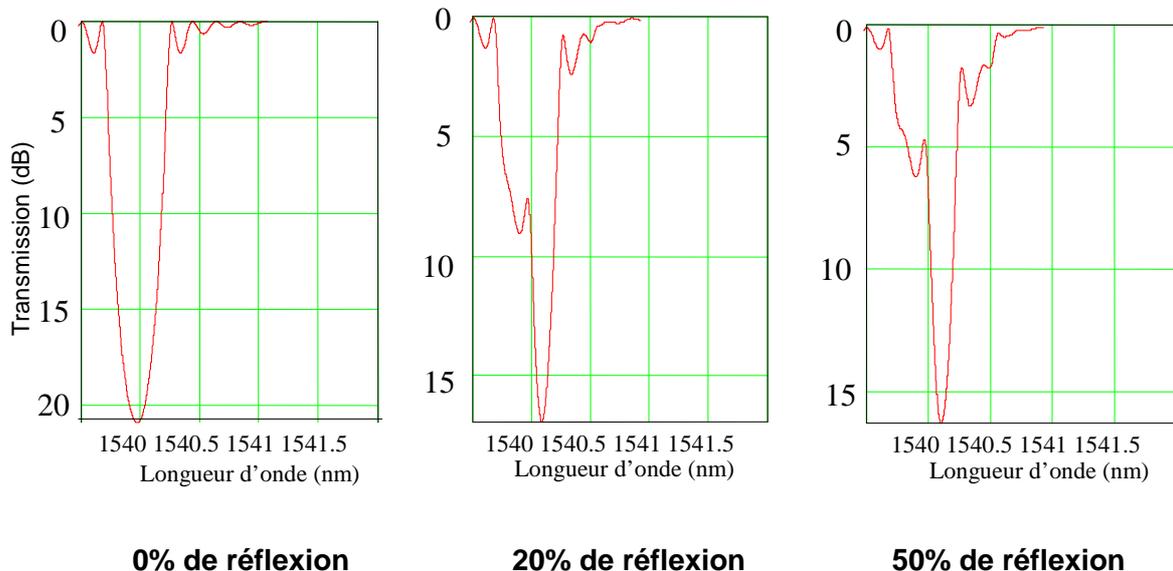
$$P_r = P_i / \cos(\beta + \beta') = P_i / \cos(\alpha(1 + E_p/R_c)/n) \quad (2.46)$$

Exemple pour un angle  $\alpha$  mesuré à  $1^\circ 26'$  ( $\beta = 58'$ ) :

$$P_i = 1,00017P \text{ et } P_r = 1,00031P \text{ d'où } P_r = 1,00015P_i \quad (2.47)$$

Si un réseau est inscrit à la longueur d'onde de Bragg de 1540 nm au centre d'un guide courbé d'un angle  $\alpha$ , les longueurs d'onde inscrites sur les bords du guide par le faisceau incident et le faisceau réfléchi sont respectivement  $\lambda_{Bi} = 1540,25$  nm et  $\lambda_{Br} = 1540,48$  nm.

Les spectres suivants (Figure 39) sont issus de la modélisation de la réponse d'un réseau de Bragg inscrit à la fois par le faisceau réfléchi et par le faisceau incident avec un pas en réflexion supérieur de 0,4 nm au pas créé par le faisceau incident. Les spectres sont donnés pour différents taux de réflexion du silicium.

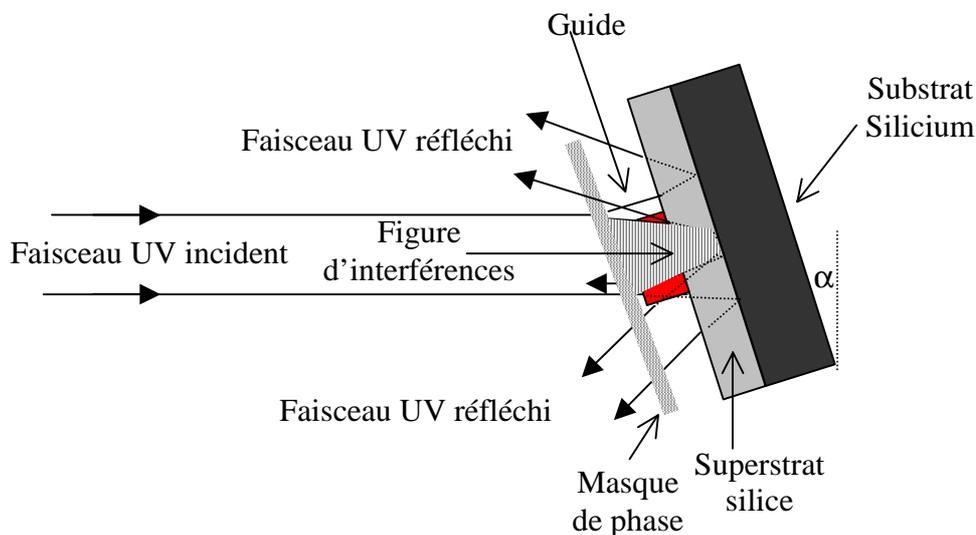


**Figure 39 : Spectre modélisé de la réponse d'un réseau de Bragg perturbé par la photoinscription parasite du faisceau réfléchi ( $\Delta r = \Delta i + 0.4$  nm)**

On peut donc conclure que les spectres imparfaits obtenus expérimentalement peuvent être dus à la photoinscription d'un réseau parasite par le faisceau réfléchi.

Dans le cas où le faisceau réfléchi n'engendre pas de nouvelles interférences, la lumière continue UV réfléchie peut être à l'origine d'une variation locale de la visibilité des franges inscrites avec le faisceau incident et donc créer des perturbations quasiment du même ordre sur le spectre de la réponse du réseau de Bragg.

La première idée pour diminuer l'influence de ce faisceau réfléchi a été d'incliner fortement selon l'axe vertical (jusqu'à un angle  $\alpha$  de  $40^\circ$ ) le guide pour que le faisceau réfléchi ne traverse plus le coeur photosensible (Figure 40).



**Figure 40 : Schéma de photoinscription d'un guide incliné**

Les résultats étaient relativement satisfaisants (spectre de la réponse des réseaux sans pic parasite) même si le faisceau réfléchi traversait tout de même un peu le guide photosensible. Cependant, la mauvaise reproductibilité de l'expérience due à des difficultés d'alignement du guide ainsi que la faible visibilité des franges obtenues due à l'inclinaison nous a rapidement fait abandonner cette méthode pour se consacrer à la mise au point d'un traitement antireflet entre le substrat et le superstrat.

### 2.3.2. Théorie des couches antireflets

Les amplitudes des champs transmis et réfléchis par un système composé de plusieurs couches minces superposées sont déterminées par la formules d'Abeles dont la forme matricielle généralisée s'écrit (pour le mode TE):

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \frac{1}{2n_0} \begin{pmatrix} n_0 & 1 \\ n_0 & -1 \end{pmatrix} M_1 \dots M_{N-1} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ n_N & -n_N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_N^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.48)$$

avec

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos\Phi_j & \frac{i \cdot \sin\Phi_j}{n_j} \\ i \cdot n_j \sin\Phi_j & \cos\Phi_j \end{pmatrix} \quad \text{où } \Phi_j = k_0 n_j e_j \cos \theta_j \quad (2.49)$$

avec  $n_j$  représentant les différents indices des couches considérées,  $e_j$  leur épaisseur,  $\theta_j$  étant l'angle d'incidence du faisceau lumineux par rapport à la normale de la couche mince.

Dans le cas d'une seule couche, l'équation (2.49) devient :

$$\begin{pmatrix} E_0^+ \\ E_0^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_N^+ \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.50)$$

les coefficients de transmission et réflexion des différents champs se définissent par :

$$r = \frac{E_0^-}{E_0^+} = \frac{m_{21}}{m_{11}} \quad \text{et} \quad t = \frac{E_N^+}{E_0^+} = \frac{1}{m_{11}} \quad (2.51)$$

Un traitement est antireflet si  $r=0 \Leftrightarrow m_{21}=0$

On obtient alors un système d'équations à deux inconnues à résoudre :

$$\begin{cases} \left(1 - \frac{n_s}{n_0}\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 e_1 \cos\Phi_1\right) = 0 \\ \left(\frac{n_1}{n_0} - \frac{n_s}{n_1}\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1 e_1 \cos\Phi_1\right) = 0 \end{cases} \quad (2.52)$$

soit

$$\begin{cases} n_1 e_1 \cos\Phi_1 = \frac{(k+1)\lambda}{4} \quad \text{avec } k \text{ pair} \\ n_1^2 = n_0 n_s \end{cases} \quad (2.53)$$

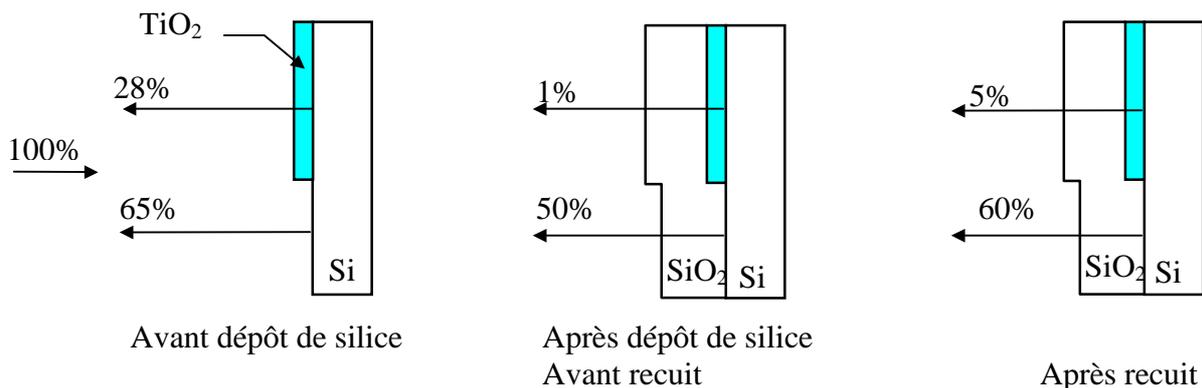
Il est souvent difficile de satisfaire les deux relations en même temps. Pour avoir un antireflet très performant, on préfère donc réaliser des traitements composés de plusieurs couches. Cependant, pour notre application, un antireflet monocouche avec une lumière réfléchie de l'ordre de 1% est largement suffisant.

### 2.3.3. Optimisation de la couche antireflet en TiO<sub>2</sub>

Le silicium absorbant le rayonnement UV et le dioptre SiO<sub>2</sub>/Si étant réfléchissant, l'idée est de déposer une couche antireflet entre la silice et le silicium pour éviter toute photoinscription parasite en réflexion. L'indice et l'épaisseur de ce film seront judicieusement choisis pour transmettre l'intégralité du faisceau arrivant sur le silicium avec une incidence de 13° qui est l'angle de diffraction des ordres 1 et -1. Un antireflet en TiO<sub>2</sub> (déposé en interne avec une épaisseur de 34 nm) est alors apparu comme étant le film le plus adéquat pour effectuer les premiers essais.

#### Résultats expérimentaux

Le dépôt de TiO<sub>2</sub> a donc été réalisé sur une partie d'un échantillon de silicium et mesuré en réflexion avant et après un dépôt de silice de 7 µm puis après un recuit à 800°C. Les coefficients de réflexion mesurés expérimentalement sur chaque échantillon sont représentés en Figure 41.



**Figure 41 : Coefficient de réflexion mesuré expérimentalement sur plusieurs échantillons en cours de fabrication à  $\lambda=244\text{nm}$**

Les premiers essais ont été assez concluants. Après les premiers dépôt, la diminution de la réflexion était importante (moins de 5% de réflexion) et suffisante pour supprimer totalement la photoinscription parasite. Cependant, ces premiers essais ont mis en évidence une mauvaise tenue au recuit de la couche anti-reflet. En effet, le film se décolle totalement ou partiellement à différents endroits du substrat à cause des contraintes trop importantes entre les couches. Des travaux d'optimisation de cette étude étaient en cours (optimisation du recuit, réduction des contraintes, recuit du TiO<sub>2</sub>) lors de l'arrêt de cette activité au laboratoire. La conclusion provisoire de cette étude est que le TiO<sub>2</sub> convient optiquement comme antireflet mais a des propriétés physiques peu compatibles avec le dépôt sur silicium.

Une alternative plus simple, mise en oeuvre pour éviter cette réflexion, est de remplacer le silicium par un substrat silice. De plus, nous verrons par la suite que cela permet aussi de diminuer la biréfringence (voir paragraphe 3.3.1). Cependant, cette solution perd tous les avantages liés à l'hybridation éventuelle de composants actifs sur substrat silicium.

## **Conclusion**

Ce chapitre nous a permis d'introduire plus précisément les réseaux de Bragg photoinscrits qui sont les briques de base des deux multiplexeurs insertion-extraction décrits par la suite.

Dans une première partie, après des généralités concernant la théorie, les origines et les méthodes d'inscription de ces réseaux, des travaux ont confirmé que la post-insolation par un faisceau laser UV modifie les conditions de vieillissement des réseaux photoinscrits. Ce résultat est très important et devra être pris en compte dans la fabrication des composants étudiés dans les chapitres suivants. En effet, en vue d'être intégrés dans des lignes de transmission, ceux-ci doivent garder leurs caractéristiques durant une période minimale de 20 ans.

Ensuite, deux méthodes d'apodisation de la réponse spectrale des réseaux photoinscrits ont été élaborées et brevetées. Une de ces deux méthodes a été utilisée pour réaliser les réseaux du MIE sur coupleur directif étudié en chapitre 3.

Enfin, une étude de l'influence de la photoinscription parasite due à la réflexion du faisceau UV par l'interface silice/silicium a été réalisée. Un traitement antireflet en  $\text{TiO}_2$  déposé entre ces couches a permis de minimiser cette réflexion malgré un problème d'accroche sur le silicium. Ce procédé breveté pourrait se révéler indispensable en vue d'obtenir une réponse spectrale des réseaux de Bragg sur guide intégré silice/silicium sans lobe parasite.

## **Chapitre 3 : Multiplexeur Insertion-Extraction sur coupleur directif en optique intégrée**

Le premier objectif de cette thèse a été de réaliser un Multiplexeur Insertion-Extraction (MIE) basé sur la photoinscription de réseaux de Bragg sur des composants intégrés Si/SiO<sub>2</sub> fabriqués au laboratoire. Ce travail a consisté à monter un banc de photoinscription, à améliorer les caractéristiques des guides intégrés (biréfringence, pertes...) ainsi qu'à concevoir un composant capable de commuter une longueur d'onde. Dans un premier temps, la structure choisie a été le coupleur directif (CD) intégrant les réseaux de Bragg avec la configuration symétrique (voir paragraphe 1.2.2.2), décrite pour la première fois par J.P.Weber. en 1993 [21]. Différentes optimisations, uniquement sur fibres [22][91][24], ont été proposés depuis. Cette structure non interférométrique semble beaucoup moins critique à réaliser que celle réalisée sur Interféromètre de Mach-Zehnder (MZI) décrite au chapitre 4 du fait de la sensibilité plus faible du MIE-CD à des paramètres optogéométriques non idéaux. La réalisation d'un MIE-MZI fabriqué avec la technologie Silice/Silicium pourra être envisagée par la suite.

Avant de nous intéresser à la réalisation du composant proprement dit (paragraphe 3.4), nous évoquerons tout d'abord la fabrication des composants planaires au paragraphe 3.1, leur modélisation au paragraphe 3.2 avant d'étudier leur biréfringence (paragraphe 3.3).

### **3.1. Fabrication des guides planaires**

L'élaboration des guides d'onde est effectuée dans les salles blanches du laboratoire par dépôt puis gravure des couches de silice sur un substrat silicium ou silice. Le cœur est dopé au germanium de manière à augmenter son indice pour réaliser ainsi une structure guidante.

#### **3.1.1. Technique de dépôt**

Deux technologies de dépôt sont présentes au laboratoire :

##### **3.1.1.1. Le dépôt PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition)**

La technique PECVD est basée sur l'ionisation des gaz silane (SiH<sub>4</sub>), germane (GeH<sub>4</sub>) et protoxyde d'azote (N<sub>2</sub>O) (N<sub>2</sub>O/SiH<sub>4</sub>=80%, GeH<sub>4</sub>/SiH<sub>4</sub>=0.07%) par l'émission de décharges

radiofréquences à 13,56 MHz dans un réacteur (ELECTROTECH ND 5200). La température de dépôt est de 300°C. Le plasma créé dans le réacteur est très réactif et conduit dans un premier temps à la formation de silice pure ( $\text{SiH}_4 + \text{N}_2\text{O}$ ) pour la couche superstrat sur laquelle une couche de silice dopée ( $\text{SiH}_4 + \text{N}_2\text{O} + \text{GeH}_4$ ) d'indice supérieur est déposée. La vitesse de dépôt est de l'ordre de 40 nm/min. Les pertes linéiques sont de l'ordre de 0,2 dB/cm pour une lumière se propageant à une longueur d'onde de 1550 nm.

### **3.1.1.2. Le dépôt PECVD “ micro-onde ”**

L'oxydation des hydrures lors d'un dépôt micro-ondes [92] est réalisé grâce à du  $\text{O}_2$  ( $\text{O}_2/\text{SiH}_4=5\%$ ) dans un réacteur NEXTRAL ADDAX XM21. La décharge électromagnétique est dans le domaine des hyperfréquences (2,45 GHz). L'homogénéité en épaisseur et en indice sont supérieures à celles de la technique PECVD traditionnelle, la température de dépôt est plus importante (600°C) et la vitesse de dépôt est de 200 nm/min. De plus, la dissociation du gaz est plus complète (pas de liaisons OH et NH) ce qui engendre une diminution des pertes linéiques à 0,1 dB/cm. Cependant, ceci a pour effet de diminuer la concentration de défauts nécessaires à la photosensibilité UV (voir paragraphe 2.1.2). Cette dernière est alors très faible et peu sensible à une hydrogénation des guides à 200 bars dans des conditions identiques à celles utilisées pour augmenter la photosensibilité des fibres. Afin de densifier la silice et de stabiliser l'indice, une opération de recuit à 800°C est réalisée à ce niveau du procédé de fabrication. Cette étape sera de nouveau mise en œuvre en fin de fabrication.

### **3.1.2. Conception du guide**

Dans une première étape appelée photolithographie, on dépose sur la couche dopée une résine photosensible positive qui est recuite afin d'améliorer sa résistance à la gravure. On l'insole ensuite par un faisceau U.V à travers un masque qui définit le dessin du guide (Figure 42a). En effet, seules les parties non insolées de la résine résisteront à l'attaque chimique par un développeur (Figure 42b).

Ensuite, le dispositif à graver par le procédé R.I.E (Reactive Ion Etching) est placé dans un réacteur comme pour le dépôt. Un plasma est obtenu entre deux électrodes mais avec des gaz injectés différents ( $\text{C}_2\text{F}_6$ ,  $\text{CHF}_3$  et  $\text{O}_2$ ). La silice dopée est alors attaquée par le fluor issu de cette dissociation permettant ainsi de définir géométriquement le guide grâce, à la fois, à l'attaque chimique des espèces réactives et au bombardement ionique (Figure 42c). La résine résiduelle protégeant la couche dopée non gravée sera ensuite enlevée dans un bain contenant un produit chimique (Posistrip) à 90°C (Figure 42d).

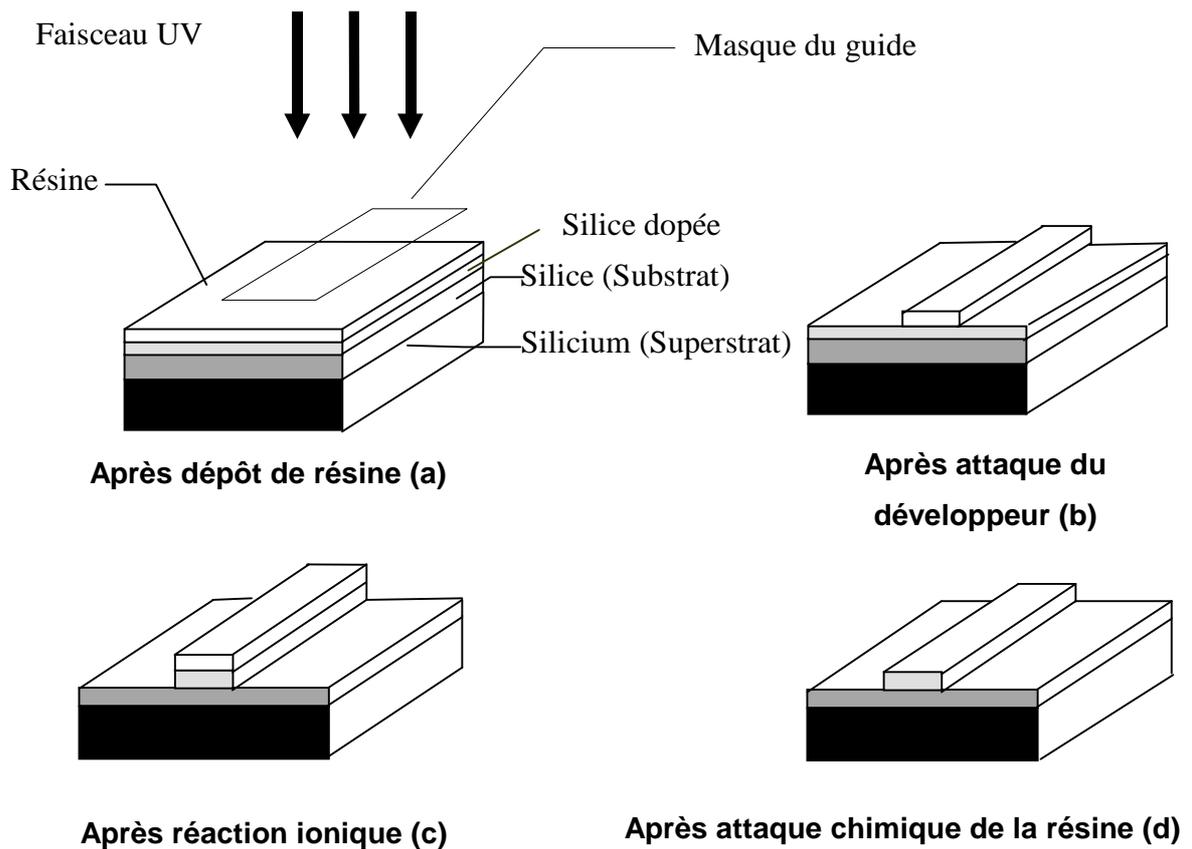
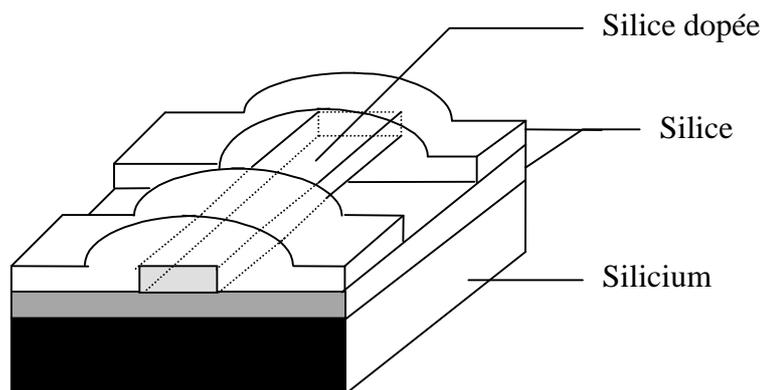


Figure 42 : Procédé de fabrication des guides optiques intégrés par photolithographie

### 3.1.3. Recouvrement

Les guides réalisés ici sont partiellement recouverts c'est à dire qu'ils ne possèdent pas de couche de recouvrement dans la région centrale de l'échantillon (Figure 43). Les deux parties recouvertes par de la silice aux extrémités sont nécessaires pour pouvoir pigtailler (c'est-à-dire raccorder) (voir paragraphe 3.1.4) sans trop de pertes le guide à des fibres. Ces parties sont fabriquées avec les mêmes techniques de dépôt et de gravure des étapes précédentes. La partie centrale (qui est donc une cuvette) peut être recouverte de polymère ou de liquide thermo-optique dont on choisit l'indice pour avoir les caractéristiques de guide recherchées. Ceci aura un très grand intérêt pour ajuster les conditions de guidage dans les coupleurs étudiés par la suite. Cela permettra alors de modifier thermiquement l'indice de leur couche de recouvrement et d'optimiser ainsi leurs conditions de couplage après photoinscription (voir paragraphe 3.4.3).

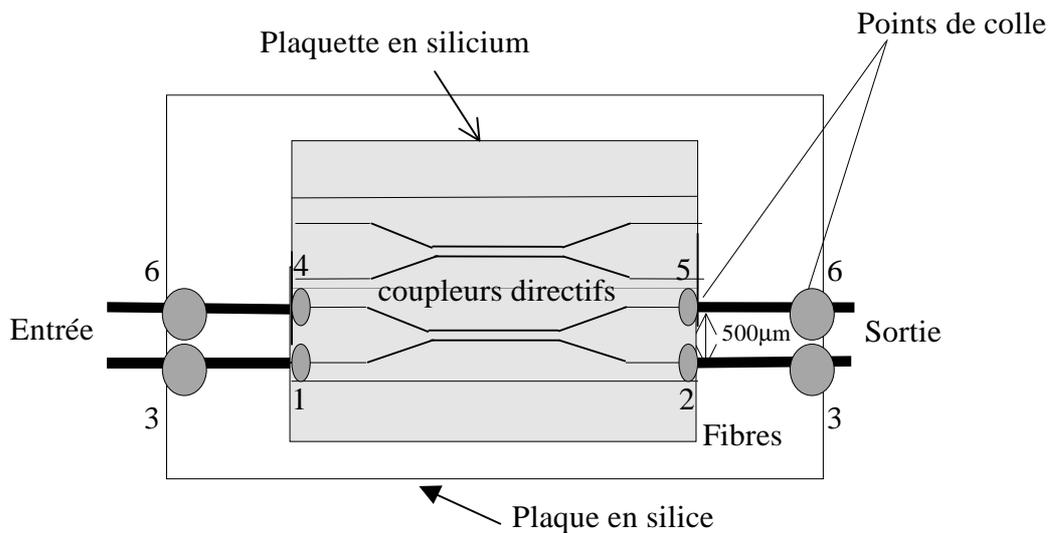


**Figure 43 : Schéma du guide optique intégré semi-recouvert**

### 3.1.4. Pigtailling

Afin de visualiser la croissance des réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides intégrés, il est nécessaire de coller une fibre en sortie de guide. Cette opération, appelée pigtailling, demande une grande précision d'alignement pour obtenir le moins de pertes d'insertion possible. Les distances intersorties du coupleur doivent donc être assez grandes ( $> 250 \mu\text{m}$ ) pour permettre une plus grande facilité de collage.

Le guide est, dans un premier temps, collé sur une plaquette en silice. La plaquette, ainsi que les deux fibres à accoler, sont fixées sur des platines micrométriques ayant des latitudes de réglages dans les trois directions de l'espace ainsi que des réglages angulaires dans les plans horizontaux et verticaux. Dans un premier temps, la fibre connectée à une source laser émettant à  $1550 \text{ nm}$  est approchée de l'entrée du guide à pigtailler. L'optimisation du couplage d'entrée s'effectue en visualisant sur un écran de contrôle la puissance lumineuse en sortie du guide à l'aide d'un prisme qui réfléchit la lumière dans l'objectif d'une caméra. Le positionnement de la deuxième fibre, connectée à un radiomètre, est ensuite optimisé avec la puissance reçue. Des réglages micrométriques et piézoélectriques permettent ensuite d'aligner avec plus de précision le guide plan et la fibre. Enfin, la stabilisation du réglage est effectuée en déposant des points de colle (Vitalit 7105, résine qui polymérise sous UV). Les numéros du schéma suivant (Figure 44) correspondent à l'ordre de pose des points de colle. L'ensemble est alors fixé sur un support métallique qui permet de fixer le composant lors de la photoinscription.



**Figure 44 : schéma d'un guide pigtailé**

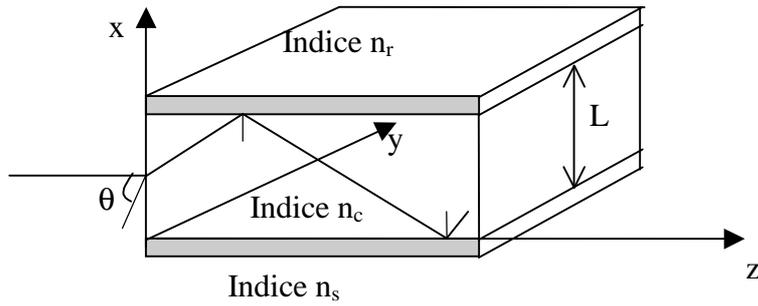
L'optimisation et la réalisation de cette étape de pigtailling ont été essentielles pour suivre l'évolution du spectre en transmission lors de la photoinscription de réseaux de Bragg des composants intégrés testés.

### **3.2. Modélisation des composants planaires sans réseaux de Bragg**

Afin de concevoir les composants intégrés réalisés par la suite, il a été nécessaire de modéliser leurs conditions de guidage. Nous étudierons dans un premier temps la propagation des ondes dans un guide droit (3.2.1) avant de nous intéresser plus particulièrement au phénomène d'échange d'énergie au sein des coupleurs (3.2.2).

#### **3.2.1. Guide droit**

Les guides optiques sont des systèmes diélectriques uniformes le long d'un axe qui servent à guider la lumière selon un ou plusieurs modes. Le rayon lumineux injecté dans le cœur (d'indice  $n_c$ ) sous un angle tel que  $\cos \theta > n_c/n_r$  et  $n_c/n_s$  ( $n_r$  indice du recouvrement,  $n_s$  indice du substrat) subit des réflexions à l'interface ( $n_c > n_r$  et  $n_s$ ) et se propage ainsi sur de longues distances. Toutes les valeurs d'indices dans la suite du rapport seront données à 1550nm.



**Figure 45 : Propagation de la lumière dans un guide plan ( $n_s, n_r < n_c$ )**

La théorie des modes guidés exposée ci-après est celle des guides plans (c'est-à-dire infinis selon Oy) mais son formalisme pourra aussi s'appliquer aux guides rectangulaires et asymétriques ( $n_r \neq n_s$ ) étudiés par la suite.

Les différents modes guidés sont des champs électromagnétiques définis par :

$$\vec{E}(x,y,z,t) = \vec{e}(x,y,\omega,\beta) \exp[-i(\omega t - \beta z)] \quad (3.54)$$

$$\vec{H}(x,y,z,t) = \vec{h}(x,y,\omega,\beta) \exp[-i(\omega t - \beta z)] \quad (3.55)$$

où

\*  $e^{i\omega t}$  et  $e^{i\beta z}$  représentent respectivement l'invariance du mode par rapport au temps et à z

\*  $\beta = kn_{\text{eff}}$  représente la constante de propagation des modes guidés avec  $n_{\text{eff}}$  l'indice effectif du mode que l'on devra extraire des équations de Maxwell suivantes :

$$\text{rot} \vec{H} = \partial \vec{D} / \partial t \quad \text{où} \quad \vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{E} \quad (3.56)$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t \quad \text{où} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (3.57)$$

En prenant le guide de section infinie selon Oy, on a :  $\partial/\partial y = 0$ .

Ces relations engendrent alors deux systèmes d'équations non couplées :

$$\begin{cases} -i\beta h_x - dh_z / dx = i\omega \epsilon_0 n^2 e_y \\ de_y / dx = i\omega \mu_0 h_z \\ -i\beta e_y = i\omega \mu_0 h_x \end{cases} \quad (3.58) \quad \begin{cases} -i\beta e_x - de_z / dx = i\omega \mu_0 n^2 h_y \\ dh_y / dx = -i\omega \epsilon_0 n^2 e_z \\ -i\beta h_y = i\omega \epsilon_0 n^2 e_x \end{cases} \quad (3.59)$$

Le système d'équations (3.59) correspond aux modes T.E (le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence).

On a :  $e_x = e_z = h_y = 0$

D'où

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ e_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.60) \quad \text{et} \quad \vec{H} = \begin{pmatrix} -\frac{\beta}{\omega\mu_0} e_y \\ 0 \\ \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial e_y}{\partial x} \end{pmatrix} \quad (3.61)$$

Le système d'équations (3.58) correspond aux modes T.M (le champ électrique est parallèle au plan d'incidence).

On a :  $e_y = h_x = h_z = 0$

D'où

$$\vec{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ h_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.62) \quad \text{et} \quad \vec{E} = \begin{pmatrix} \frac{\beta}{\omega\epsilon_0 n^2} h_y \\ 0 \\ -\frac{i}{\omega\epsilon_0 n^2} \frac{\partial h_y}{\partial x} \end{pmatrix} \quad (3.63)$$

Les équations de propagation respectives des deux modes sont :

$$\frac{d^2 e_y}{dx^2} + k^2 n^2(x) e_y = \beta^2 e_y \quad (\text{mode T.E}) \quad (3.64)$$

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{1}{n^2(x)} \frac{dh_y}{dx} \right) + k^2 h_y = \beta^2 \frac{1}{n^2(x)} h_y \quad (\text{mode T.M}) \quad (3.65)$$

Le champ est évanescent dans le superstrat et la zone de recouvrement et oscillatoire dans le cœur.

On résout ces équations dans les trois régions distinctes du guide et on obtient alors le système suivant :

$$\psi(x) = \begin{cases} Ae^{\gamma_r x} & x < 0 \\ A \cos(\gamma_c x) + B \sin(\gamma_c x) & 0 < x < L \\ [A \cos(L\gamma_c) + B \sin(L\gamma_c)] e^{-\gamma_s(x-L)} & x > L \end{cases} \quad (3.66)$$

où

$$\psi(x) = \begin{cases} e_y(x) \text{ pour le mode T.E} \\ h_y(x) \text{ pour le mode T.M} \end{cases} \quad (3.67)$$

et

$$\gamma^2 = |k^2 n_i^2 - \beta^2| \quad (3.68)$$

Grâce à la continuité des champs et de leurs dérivées aux interfaces, on aboutit à l'équation de dispersion qui permet d'appréhender les indices effectifs de chaque mode :

$$L\gamma_c - \arctan(\gamma_s/\gamma_c) - \arctan(\gamma_r/\gamma_c) = m\pi \quad (\text{mode T.E}) \quad (3.69)$$

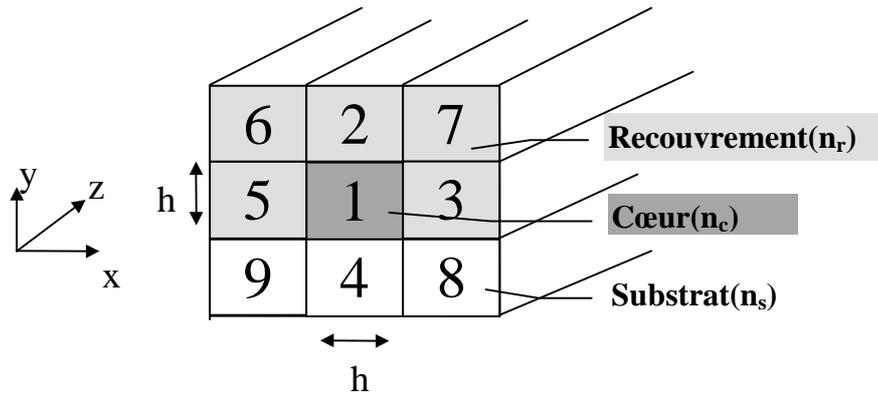
$$L\gamma_c - \arctan(n_c^2 \gamma_s / n_s^2 \gamma_c) - \arctan(n_c^2 \gamma_r / n_r^2 \gamma_c) = m\pi \quad (\text{mode T.M}) \quad (3.70)$$

Où  $m$  est l'ordre du mode (entier)

Ces équations n'ont pas de solutions analytiques pour les guides rectangulaires. Une approximation satisfaisante pour ces guides intégrés est la méthode de Marcatili [94] exposée ci-après. Nous avons utilisé cette méthode car elle permet aussi une modélisation simple et performante de la réponse des coupleurs réalisés en optique intégrée (voir 3.2.2).

Par analogie avec les guides planaires et par abus de langage, les modes  $E_{pq}^x$  et  $E_{pq}^y$  d'un guide rectangulaire (respectivement principalement polarisés selon Ox et Oy) seront appelés modes TE et TM où les indices modaux  $p$  et  $q$  ( $p, q \geq 1$ ) représentent le nombre de zéros du champ respectivement dans les directions  $x$  et  $y$ .

Marcatili donne une solution approchée du calcul de l'indice effectif dans un guide rectangulaire en décomposant ce dernier en neuf parties



**Figure 46 : Schéma d'un guide optique rectangulaire vu par Marcatili**

Marcatili considère le champ nul dans les zones 6-7-8-9 et faible dans les zones 2-3-4-5.

Il définit ensuite le coefficient  $A_i$  dans les différentes zones:

$$A_i = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_c^2 - n_i^2}} \quad (3.71)$$

Ce formalisme permet de résoudre les équations (3.69) et (3.70) et d'obtenir les expressions de  $\beta_{TE}$  et  $\beta_{TM}$  pour les modes TE et TM fondamentaux :

$$\beta_{TE} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_c\right)^2 - \left(\frac{\pi}{h}\right)^2 \left[ \left(1 + \frac{A_r + A_s}{\pi h}\right)^{-2} + \left(1 + \frac{2n_r^2 A_r}{\pi n_c^2 h}\right)^{-2} \right]} \quad (3.72)$$

$$\beta_{TM} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_c\right)^2 - \left(\frac{\pi}{h}\right)^2 \left[ \left(1 + \frac{2A_r}{\pi h}\right)^{-2} + \left(1 + \frac{n_r^2 A_r + n_s^2 A_s}{\pi n_c^2 h}\right)^{-2} \right]} \quad (3.73)$$

Les indices effectifs des deux modes s'obtiennent alors sans difficulté par la relation :

$$n_{\text{eff}} = \lambda\beta/2\pi \quad (3.74)$$

Cet indice effectif est en assez bon accord avec celui donné par le logiciel ALCOR développé par le CNET Bagnex et utilisant une méthode de propagation par B.P.M (Beam Propagation Method). Cependant, ce dernier présente l'avantage de calculer avec une bonne précision le facteur de confinement  $\eta$  du guide rectangulaire. Ce paramètre qui

correspond à la fraction de la lumière guidée dans le cœur du guide est nécessaire lors de la modélisation de la réponse des réseaux de Bragg.

### 3.2.2. Coupleur

#### 3.2.2.1. Description, fonctionnement

Le principe de fonctionnement des coupleurs directifs est basé sur la théorie des modes couplés (paragraphe 2.1.3). Lorsque deux guides sont suffisamment proches l'un de l'autre, il peut y avoir un transfert complet d'énergie entre les guides grâce aux ondes évanescentes. Suivant la distance interguide (quelques micromètres), leurs caractéristiques propres, la longueur de la zone de couplage et la longueur d'onde utilisée, la lumière peut être couplée à 100% dans l'état croisé (Figure 47a), 100% dans l'état direct (Figure 47b), ou, plus généralement, dans un état intermédiaire.



**Figure 47 : Schéma des deux états extrêmes d'un coupleur**

Comme pour un coupleur en fibre bicœur, le principe du couplage peut être décrit par la décomposition du mode initial en deux supermodes (mode symétrique et antisymétrique). (voir paragraphe 4.1.3 et [50][93] pour plus de détails). Cependant, pour modéliser le couplage entre deux guides distincts (par opposition à une zone de couplage multimode comme dans les coupleurs à fibres fortement fusionnés), la Théorie des SuperModes (TSM) peut être facilement remplacée par la théorie plus classique appelée Théorie des Modes Individuels (TMI). La méthode utilisée ici est la méthode de Marcatili [94] corrigée par M.Kuznetsov [95] et permet de modéliser le coefficient de couplage du coupleur en guide rectangulaire selon une démarche brièvement décrite ci-dessous.

Le coupleur est divisé en quinze (Figure 48). On fait l'approximation que le champ est contenu dans seulement neuf parties dont certaines sont équivalentes.

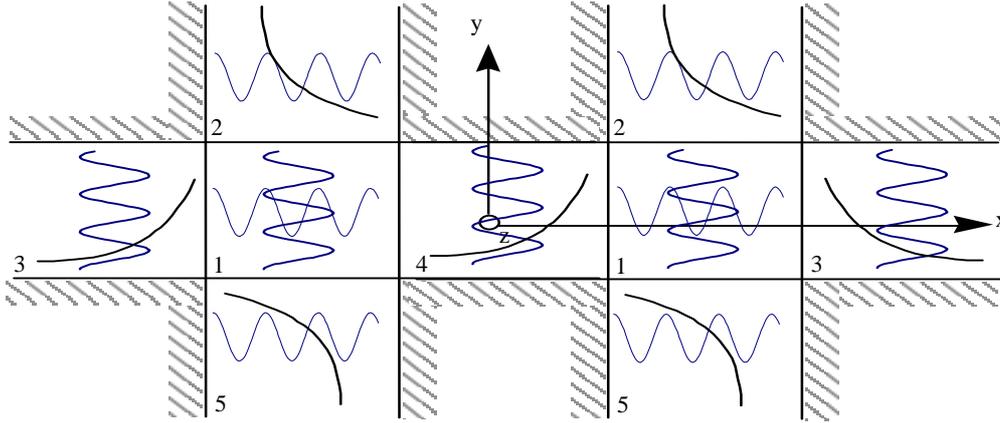


Figure 48 : Schéma d'un coupleur directif par Marcatili

Après ces approximations, la constante de couplage totale est définie par :

$$C(\lambda) = \int_0^{LT} K(z, \lambda) dz \quad (3.75)$$

avec, pour le mode TE,

$$K(z, \lambda) = \frac{k_x^2(\lambda)}{k_z(\lambda)} \frac{2\xi_5(\lambda)}{a} \left(1 + \frac{\xi_3(\lambda)}{a} + \frac{\xi_5(\lambda)}{a}\right)^{-1} e^{-\frac{d(z)}{\xi_5(\lambda)}} \quad (3.76)$$

où  $k_i(\lambda)$  sont les constantes de propagation de l'onde dans le coupleur suivant les axes x,y,z:

$$k_x(\lambda) = \frac{\pi}{a \left[1 + \frac{n_3^2 A_3(\lambda) + n_5^2 A_5(\lambda)}{\pi n_1^2 a}\right]} \quad k_y(\lambda) = \frac{\pi}{b \left[1 + \frac{A_2(\lambda) + A_4(\lambda)}{\pi b}\right]} \quad k_z(\lambda) = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_1\right)^2 - k_x^2(\lambda) - k_y^2(\lambda)} \quad (3.77)$$

et  $\xi_i$  est la profondeur de pénétration de l'onde dans le milieu i :

$$\xi_i(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{A_i(\lambda)}\right)^2 - k_x^2(\lambda)}} \quad (3.78)$$

en posant le coefficient :

$$A_i(\lambda) = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - n_i^2}} \quad (3.79)$$

Comme pour les coupleurs en fibre bicœur (voir détail en 4.1.3), l'intensité en sortie  $I_1'$  et  $I_2'$  des deux bras peut alors être obtenue en fonction de l'intensité d'entrée  $I_1$  :

$$I_1'(\lambda) = I_1 \cos^2(C(\lambda)) \quad (3.80)$$

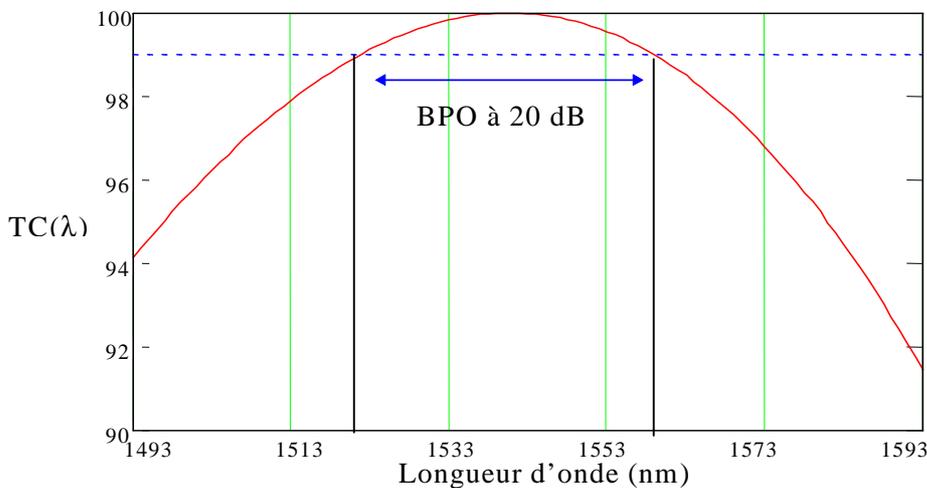
$$I_2'(\lambda) = I_1 \sin^2(C(\lambda)) \quad (3.81)$$

### 3.2.2.2. Spécificité des coupleurs directifs pour l'aiguillage en longueur d'onde

Afin de mieux appréhender les performances du coupleur, il est utile de définir sa Bande Passante Optique (BPO). Ce paramètre correspond à la largeur spectrale pour laquelle le taux de couplage (TC) est supérieur à une certaine valeur (ex : BPO # 38 nm à 20 dB en Figure 49) avec :

$$TC_{\text{Cross-state}}(\lambda) = 100 \sin^2(C(\lambda)) \quad (3.82)$$

Le but est de concevoir un composant qui aiguillera sans trop de pertes toute une plage de longueur d'onde. On doit donc utiliser un coupleur ayant une BPO (à 20 dB ou 30 dB suivant les spécifications demandées) la plus importante possible.



**Figure 49 : Définition de la Bande Passante Optique**

La courbe ci-dessus est tracée pour des valeurs optogéométriques de l'ordre de celles des guides utilisées pour nos expériences ( $6 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$ ,  $n_c=1,4524$ ,  $n_g=1,4454$ ,  $n_r=1,447$ )

Grâce à la modélisation, il est possible d'étudier l'influence des caractéristiques du coupleur sur la Bande Passante Optique. Les résultats importants issus de cette modélisation pour des coupleurs de différents interguides sont résumés dans le tableau suivant.

<b>Distance interguide (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b>Longueur droite (mm)</b>	<b>Longueur totale (mm)</b>	<b>BPO à 20 dB (nm)</b>	<b>BPO à 30 dB (nm)</b>
<b>6</b>	<b>3,5</b>	<b>19,1</b>	<b>45</b>	<b>15</b>
<b>6,5</b>	<b>4,5</b>	<b>20</b>	<b>43</b>	<b>14</b>
<b>7</b>	<b>5,7</b>	<b>21,2</b>	<b>40</b>	<b>13</b>
<b>7,5</b>	<b>7,2</b>	<b>22,8</b>	<b>38</b>	<b>12</b>
<b>8</b>	<b>9,1</b>	<b>24,6</b>	<b>36</b>	<b>11</b>
<b>8,5</b>	<b>11,5</b>	<b>27</b>	<b>34</b>	<b>10</b>
<b>9</b>	<b>14,4</b>	<b>29,8</b>	<b>32</b>	<b>9</b>

**Tableau 1: Paramètres importants relatifs aux coupleurs directs conçus pour coupler la lumière dans l'état croisé**

La longueur totale du coupleur ne doit pas dépasser 25 mm pour pouvoir être inséré sur des échantillons de silicium de 30 mm de long communément utilisés dans le laboratoire. Ceci implique un interguide maximum de 8  $\mu\text{m}$  pour avoir un couplage de la lumière dans l'état croisé. De plus, cette valeur de distance interguide correspond aussi à la limite pour avoir une BPO suffisamment élevée pour aiguiller sans trop de pertes une plage de longueurs d'onde de l'ordre de quarante nanomètres. Enfin, la zone centrale du coupleur devra être assez longue pour pouvoir contenir un réseau de Bragg de plusieurs millimètres lorsque ces coupleurs seront utilisés pour réaliser des MIE-CD (paragraphe 3.4).

### 3.3. Biréfringence des guides planaires

Il est très rapidement apparu que les guides fabriqués au laboratoire sont biréfringents ( $n_{TE} \neq n_{TM}$ ). Nous verrons dans ce paragraphe les causes et les conséquences de cette biréfringence sur les spectres des réseaux photoinscrits (paragraphe 3.3.1), les différents moyens existant pour la diminuer (paragraphe 3.3.2) avant d'étudier plus précisément cet aspect sur les différents guides optiques planaires.

#### 3.3.1. Théorie

##### 3.3.1.1. Effet de la biréfringence sur les spectres des réseaux photoinscrits

La biréfringence des guides optiques planaires se traduit par une différence des indices effectifs TE et TM qui engendre une perturbation dans le spectre du réseau photoinscrit. Lorsque la biréfringence est très importante, les longueurs d'onde de Bragg des deux modes correspondant aux deux polarisations de la lumière guidée sont différentes. Le spectre en réflexion est alors composé de deux pics distincts de 3dB d'amplitude (=50% de la lumière réfléchi). Lorsque cette biréfringence est moindre (de l'ordre de celle mesurée sur nos guides), les deux spectres se rapprochent pour former un seul pic convolué dont l'amplitude diminue et dont la largeur au pied augmente avec la polarisation (Figure 44). Ceci est bien sûr incompatible avec les exigences des nouveaux réseaux DWDM à faible espacement intercanaux.

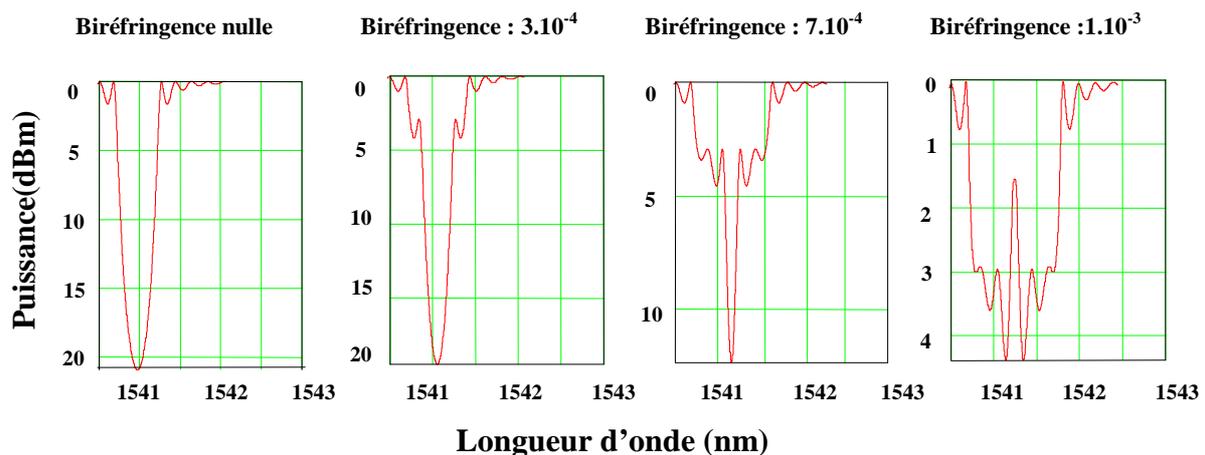


Figure 50 : Influence de la biréfringence sur les spectres en transmission des réseaux de Bragg

La biréfringence des guides optiques planaires est majoritairement due aux contraintes liées à la différence des propriétés mécaniques du substrat et du superstrat. L'objectif est alors de mieux comprendre leurs origines afin de les minimiser.

Remarque : On considèrera que les guides étudiés n'ont pas de biréfringence de forme.

### 3.3.1.2. Nature des contraintes

Les contraintes, qui sont d'autant plus grandes que la nature des couches accolées est différente, sont la somme de deux contributions : la contrainte thermique ( $\sigma_t$ ) et la contrainte intrinsèque ( $\sigma_i$ ).

La contrainte thermique provient de la différence entre les coefficients de dilatation du substrat (par exemple, en silicium) et du superstrat (en silice). Lors du refroidissement des dépôts jusqu'à l'ambiante, le silicium se contracte plus que la silice. Le substrat est donc en extension alors que le film est en compression ce qui entraîne une déformation de l'échantillon.

La contrainte intrinsèque est quant à elle due à l'accrochage du superstrat sur le substrat c'est à dire à la composition moléculaire de l'interface Si-SiO<sub>2</sub> qui est liée aux conditions de dépôt.

Ces contraintes peuvent être déterminées grâce à la flèche résultante du substrat qui est mesurée à l'aide d'un profilomètre TENCOR. La relation de Stoney permet alors de déduire la contrainte  $\sigma_c$  totale présente dans le film :

$$\sigma_c = \frac{E_s t_s^2}{6(1-\nu_s) t_c} \left( \frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_c} \right) \quad (3.83)$$

où  $E_s$  est le module d'Young du substrat,  $\nu_s$  le coefficient de poisson du substrat, et  $t_s$ ,  $t_c$ ,  $r_s$ ,  $r_c$  sont respectivement les épaisseurs et les rayons de courbure du substrat et du coeur.

La déformation des couches par les contraintes induit une anisotropie de la silice entre les directions orthogonales et parallèles au plan du substrat. La biréfringence est alors donnée par la relation :

$$n_{TE} - n_{TM} = \frac{-n^3}{2} (q_{12} - q_{11}) \sigma_f \quad (3.84)$$

où  $n$  est l'indice de la silice et  $q_{12}$  et  $q_{11}$  sont des éléments du tenseur optique de contrainte de la silice. Les valeurs typiques de biréfringence observées dans nos guides vont de  $5 \cdot 10^{-5}$  à  $10^{-3}$  (voir paragraphe 3.3.3.3).

La biréfringence de forme sera négligée par la suite du fait de la section quasiment carrée des guides.

### **3.3.2. Etat de l'art des méthodes permettant de diminuer la biréfringence**

Il s'est rapidement avéré que les guides réalisés au laboratoire étaient trop biréfringents pour pouvoir réaliser des composants à réseaux de Bragg performants. Il a donc été nécessaire de rechercher une solution permettant de faire évoluer favorablement ce paramètre. Une étude bibliographique a donc été menée pour recenser les différentes méthodes pour réduire la biréfringence dans les guides optiques planaires. En voici les principaux résultats :

\*La réalisation d'une structure comprenant un double cœur en SiON (matériau ayant une biréfringence de signe opposé) permet de compenser totalement la biréfringence en ajustant l'épaisseur de la couche [96].

\*L'insertion d'une lame polyimide biréfringente d'une épaisseur de l'ordre d'une dizaine de microns insérée au centre du composant joue le rôle d'une lame  $\lambda/2$ . Cette lame fait tourner la polarisation de la lumière de 90°. Le retard d'un mode par rapport à l'autre est alors compensé sur l'ensemble du composant [97].

\*Le codopage en bore et/ou phosphore de la couche de recouvrement ajuste le coefficient d'expansion thermique de la silice et du silicium [98][99].

\*Un film de silicium amorphe posé sur le guide compense les contraintes thermiques par déformation liée à la température [100].

\*L'insolation de laser CO<sub>2</sub> ou UV sur le guide diminue l'indice effectif de manière différente pour les modes TE et TM [101][102].

\*L'utilisation d'un substrat silice permet d'avoir le même coefficient d'expansion thermique pour le substrat et le superstrat [104].

\*Le relâchement des contraintes du cœur en gravant (ou sciant) une tranchée de part et d'autre du guide induit une forte diminution de la biréfringence [104].

Nous avons testé expérimentalement les deux dernières méthodes pour des raisons de simplicité et de rapidité de conception et réalisation. Les résultats de ces différentes études sont exposés ci-dessous.

Remarques : De plus, des essais préliminaires concernant le codopage des couches de silice dans le but d'ajuster son coefficient d'expansion thermique à celui du silicium ont été très encourageants. Ces résultats ne seront pas discutés par la suite du fait de la faible expérience et du manque de recul concernant ce procédé.

### **3.3.3. Etude de la biréfringence de différents guides optiques planaires**

#### **3.3.3.1. Mesure de flèche**

Comme nous l'avons évoqué au 3.3.1.2, la biréfringence est directement liée à la contrainte, elle-même liée à la flèche du substrat mesurée. Nous avons donc comparé dans un premier temps les résultats de biréfringence et de flèche pour différents guides fabriqués au laboratoire. Les résultats sont en assez bon accord avec la théorie sauf pour un échantillon ayant une couche de silice déposée sur la face arrière du silicium. Cet essai a été effectué dans le but de compenser sa déformation. Si cette dernière a effectivement diminué, la biréfringence (c'est-à-dire les contraintes) a quant à elle augmenté. Ceci prouve que la relation entre la flèche et les contraintes n'est pas valide dans tous les cas. Un guide peut être soumis à des contraintes opposées qui engendrent une plaquette silicium peu déformée mais très biréfringente. L'équation (3.83) n'est donc valide que pour les guides classiques (sans dépôt face arrière) et doit être utilisée avec précaution. Dans tous les cas, les mesures directes de biréfringence effectuées avec le montage décrit ci-après seront beaucoup plus précises.

#### **3.3.3.2. Mesure de biréfringence**

La mesure de biréfringence des guides photoinscrits est réalisée en injectant de la lumière polarisée ( $\lambda = 1550\text{nm}$ ) issue d'une source accordable en longueur d'onde et d'un cube polariseur. Une lame  $\lambda/2$  placée en sortie du cube permet d'obtenir des états de polarisations transverses de la lumière TE et TM. Des boucles de Lefèvre sont nécessaires pour améliorer le rendement du polariseur. Le faisceau est alors focalisé à l'entrée du guide intégré et analysé en sortie à l'aide d'un détecteur. Un système d'acquisition de données relié à un ordinateur permet de tracer la puissance en sortie du guide en fonction de la longueur d'onde. Le schéma du montage est explicité en Figure 51 .

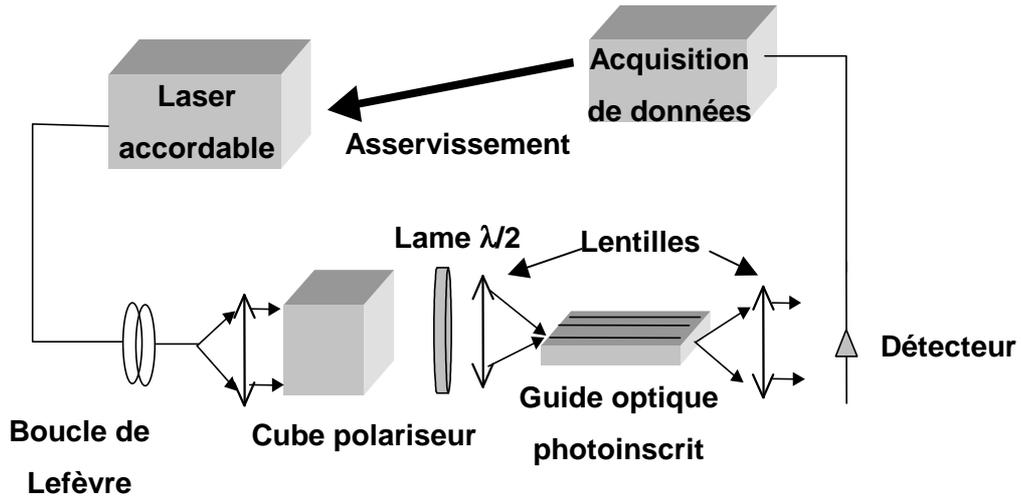


Figure 51 : Schéma du banc de mesure de la biréfringence

La valeur de la biréfringence ( $= n_{\text{eff(TE)}} - n_{\text{eff(TM)}}$ ) est alors directement déduite de la différence de longueur d'onde de Bragg réfléchi pour chaque polarisation TE et TM (issue de (2.33)).

$$(\lambda_{B(\text{TE})} - \lambda_{B(\text{TM})}) = 2\Lambda (n_{\text{eff(TE)}} - n_{\text{eff(TM)}}) \quad (3.85)$$

où  $\Lambda$  est le pas du réseau de Bragg photoinscrit.

Les spectres obtenus en sortie du guide photoinscrit en lumière polarisée donnent sans ambiguïté la valeur de la biréfringence du guide [103].

Un exemple d'étude d'un paramètre est décrit ci-dessous. En s'inspirant de la publication [104], un sciage a été effectué de part et d'autre du guide photoinscrit afin de diminuer les contraintes (Figure 52)

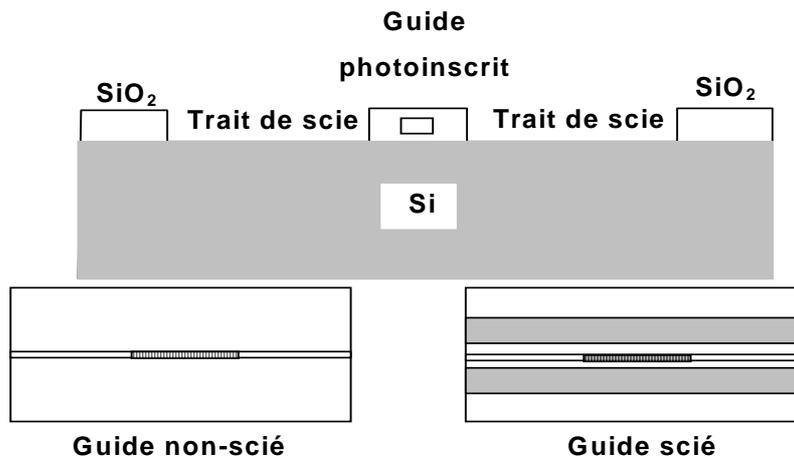
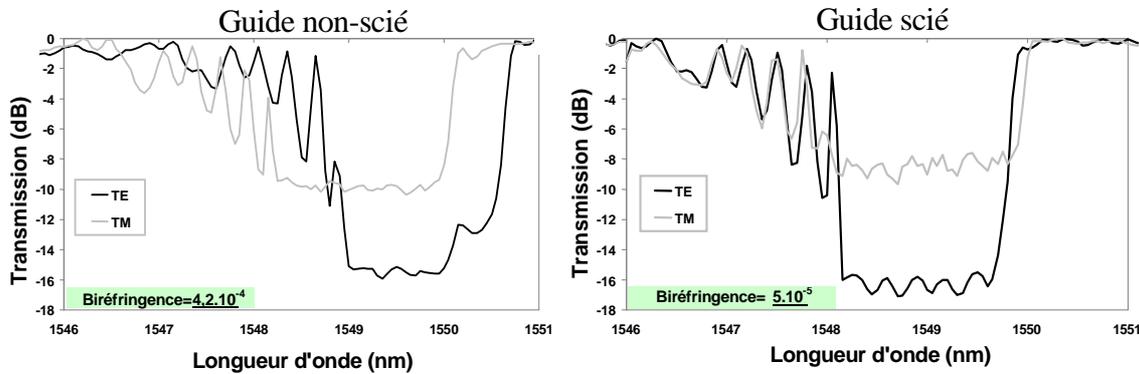


Figure 52 : Schéma d'un guide scié

En posant ce guide photoinscrit sur le banc de mesure décrit précédemment (Figure 50), il apparaît que la différence entre les longueurs d'onde de Bragg pour chaque polarisation est beaucoup plus faible que dans le cas d'un guide identique non scié (Figure 52)



**Figure 53 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg en lumière polarisée pour un guide scié et non scié**

La valeur de la biréfringence de chaque guide est alors déduite de la relation (3.85). La précision sur la mesure de biréfringence est de l'ordre de  $10^{-5}$ . Avec une méthode identique, l'influence de différents autres paramètres sur les valeurs de biréfringence a été étudiée ci-dessous.

### 3.3.3.3. Comparaison des biréfringences selon la nature du guide

Les différentes études comparatives ci-dessous ont été effectuées.

- \* substrat silice / substrat silicium
- \* technique de dépôt PECVD classique / PECVD micro-onde
- \* guide scié / non scié
- \* épaisseur du superstrat
- \* guide recouvert / guide semi-recouvert
- \* dépôt silice  $7\mu\text{m}$  en face arrière du silicium (voir paragraphe 3.3.3.1)

#### Description des guides étudiés / Biréfringence mesurée

- Guide 1/ Substrat silicium, PECVD, non scié, superstrat  $12\mu\text{m}$ , recouvert /  $6.8.10^{-4}$
- Guide 2/ Substrat silicium, PECVD, non scié, superstrat  $12\mu\text{m}$ , semi-recouvert /  $3.5.10^{-4}$
- Guide 3/ Substrat silicium, PECVD, non scié, superstrat  $6,8\mu\text{m}$ , semi-recouvert /  $2.6.10^{-4}$
- Guide 4/ Substrat silicium, PECVD, non scié, superstrat  $6.8\mu\text{m}$ , recouvert /  $6.4.10^{-4}$
- Guide 5/ Substrat silicium, PECVD, non scié, superstrat  $6\mu\text{m}$ , rec. + dépôt face ar /  $7.10^{-4}$
- Guide 6/ Substrat silicium, PECVD, scié, superstrat  $6,8\mu\text{m}$ , recouvert /  $5.10^{-5}$

Guide 7/ Substrat silicium, PECVD, scié, superstrat 12 $\mu$ m, recouvert /  $9.10^{-5}$

Guide 8/ Substrat silice,  $\mu$ -onde, non scié, superstrat 12 $\mu$ m, recouvert /  $3.6.10^{-4}$

Guide 9/ Substrat silice,  $\mu$ -onde, scié, superstrat 12 $\mu$ m, recouvert /  $4.7.10^{-5}$

Guide 10/ Substrat silicium,  $\mu$ onde, non scié, superstrat 12 $\mu$ m, recouvert /  $8.7.10^{-4}$

Guide 11/ Substrat silicium,  $\mu$ onde, scié, superstrat 12 $\mu$ m, recouvert /  $1.5.10^{-4}$

Le tableau ci-après compare la biréfringence de couple de guides différents sur un seul paramètre.

Etudes	Guides comparés	Paramètres comparés	Biréfringence a b	Rapport b/a (%)
A	5 4	Avec/sans dépôt face arrière	$7.10^{-4}$   $4,2.10^{-4}$	60%
B	1 2	Guide recouvert/semi-recouvert	$6,8.10^{-4}$   $3,5.10^{-4}$	51%
C	4 3	"	$4,2.10^{-4}$   $2,6.10^{-4}$	62%
D	2 2	" (1) <sup>3</sup>	$6,4.10^{-4}$   $3,5.10^{-4}$	55%
E	1 2	(2)	$6,8.10^{-4}$   $6,4.10^{-4}$	94%
F	4 6	non scié/scié (3)	$4,2.10^{-4}$   $5.10^{-5}$	12%
G	1 7	" (3)	$6,8.10^{-4}$   $9.10^{-5}$	13%
H	8 9	" (3)	$3,6.10^{-4}$   $4,7.10^{-5}$	13%
I	10 11	" (4)	$8,7.10^{-4}$   $1,1.10^{-4}$	13%
J	10 11	" (4)	$8,7.10^{-4}$   $1,5.10^{-4}$	17%
K	4 4	" (5)	$4,2.10^{-4}$   $2,2.10^{-4}$	52%
L	10 8	Substrat Si/substrat SiO <sub>2</sub>	$8,7.10^{-4}$   $3,6.10^{-4}$	41%
M	1 4	Epaisseur superstrat 12 $\mu$ m/7 $\mu$ m	$6,8.10^{-4}$   $4,2.10^{-4}$	62%
N	6 7	"	$9.10^{-5}$   $5.10^{-5}$	56%
O	2 3	"	$3,5.10^{-4}$   $2,6.10^{-4}$	74%
P	10 1	Dépôt $\mu$ -onde/PECVD	$8,7.10^{-4}$   $6,8.10^{-4}$	78%

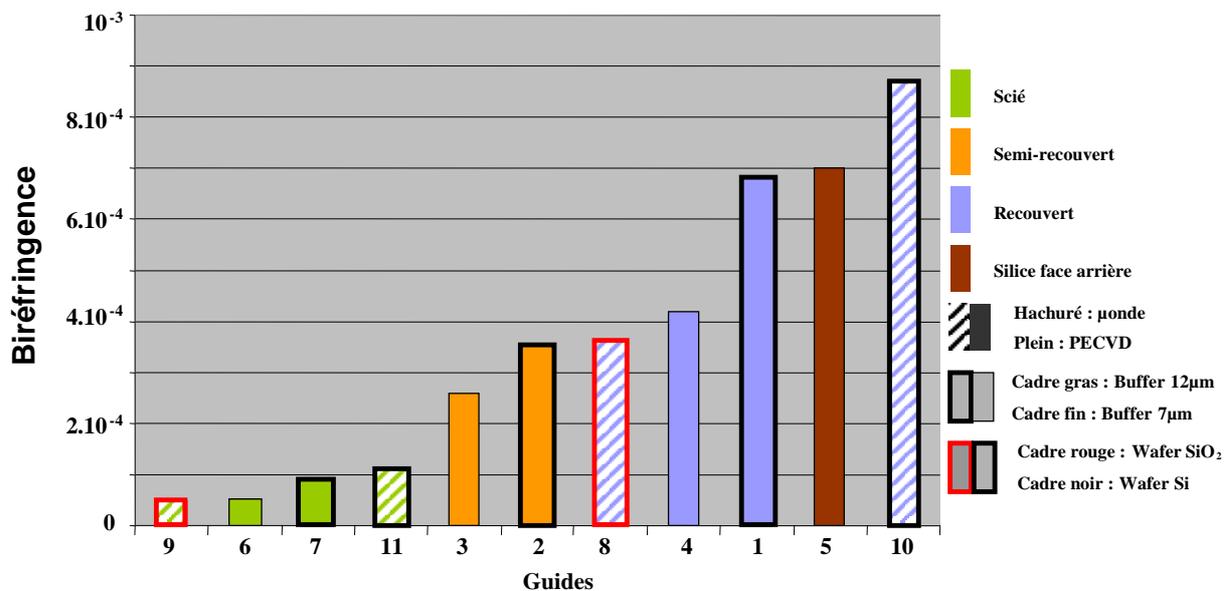
**Tableau 2 : Tableau récapitulatif de l'étude de la biréfringence de différents guides**

<sup>3</sup> Les chiffres entre parenthèses correspondent à des particularités définies ci-après :

### Particularités de certains guides comparés :

- (1) Comparaison de la biréfringence dans un guide totalement recouvert et dans la partie recouverte d'un guide semi-recouvert.
- (2) Comparaison de la biréfringence dans la partie recouverte et la partie non recouverte d'un guide semi-recouvert.
- (3) La profondeur de sciage dans le silicium des guides des études F,G,H, est de  $30\mu\text{m}$ . La distance entre le trait de scie et le guide est de l'ordre de la dizaine de microns.
- (4) Les sciages de l'étude I et J sont toujours distant du guide de  $10\mu\text{m}$  mais avec une profondeur allant de quelques microns (J) (jusqu'à la couche de silicium) jusqu'à  $60\mu\text{m}$  (I).
- (5) Le sciage de l'étude K est distant de  $250\mu\text{m}$  du guide avec une profondeur de  $30\mu\text{m}$ .

Le diagramme de la Figure 54 permet de mieux visualiser la biréfringence de chaque guide en fonction de leur structure :



**Figure 54 : Graphe récapitulatif concernant la valeur de la biréfringence de différents guides intégrés fabriqués au laboratoire en fonction de leur structure**

Remarques : Les mesures sont tout à fait reproductibles et chaque étude a été effectuée entre 2 et 5 fois.

### 3.3.4. Analyse et conclusion concernant l'étude de biréfringence

Il ressort de cette étude que tous les paramètres décrits au début de le paragraphe 3.3.3.3 jouent un rôle dans l'apparition des contraintes qui sont directement liées à la biréfringence. Les premières expériences ont démontré que la courbure du guide n'est pas forcément directement liée aux contraintes. Le substrat ayant une couche de silice en face arrière du silicium est moins courbé mais plus contraint (par conséquent plus biréfringent) que le substrat classique (Etude A). De même, il est apparu que les guides semi-recouverts sont moins biréfringents que les guides recouverts car une partie des contraintes est libérée dans la partie non recouverte (B, C, D). Ce qui est confirmé par l'étude montrant le peu de différences entre la valeur de la biréfringence d'un guide recouvert et celle de la partie recouverte d'un guide semi-recouvert (E). Cette observation nous a conduit à effectuer deux sciages de quelques microns de part et d'autre du guide pour relâcher quasiment totalement les contraintes quelque soit le guide considéré (F, G, H). La profondeur de gravure n'a pas d'influence sur les valeurs de biréfringence résiduelle ( $b/a=13\%$ ) (I). Cette valeur augmente toutefois légèrement lorsque la couche de silicium n'est pas (ou peu) attaquée par la scie ( $b/a=17\%$ )(J). Cependant, ce procédé très efficace ne peut pas s'appliquer aux guides courbes. Dans le cas des coupleurs, par exemple, le sciage ne peut se faire qu'à  $250\ \mu\text{m}$  du coeur qui est la distance entre la zone de couplage et les bras externes du coupleur. L'efficacité sur la diminution de la biréfringence est alors fortement réduite ( $b/a=50\%$ )(K). On pourrait cependant peut-être avoir de bons résultats sur coupleur en effectuant une gravure avec un niveau de masquage supplémentaire lors de la fabrication. Cela n'a pas pu être réalisé faute de temps.

Ensuite, il apparaît que la nature du substrat (silice ou silicium) a une assez grande importance sur les valeurs de biréfringence (L). Les échantillons sur silicium sont beaucoup plus contraints en raison de l'effet de bilame créé par la différence des coefficients de dilatation thermique de la silice et du silicium. Pour la même raison, la biréfringence est une fonction croissante avec l'épaisseur du superstrat (M, N, O). Des guides sans superstrat sur substrat silice pourraient donc assurément donner de meilleurs résultats.

Enfin, la technique de fabrication PECVD à base de plasma micro-onde engendre plus de contraintes que la "PECVD" classique (P) tout en étant moins photosensible du fait de la diminution des défauts créés lors de la fabrication. La différence de biréfringence entre les deux techniques peut provenir de la différence des températures de dépôt ( $300^\circ\text{C}$  pour PECVD,  $600^\circ\text{C}$  pour  $\mu$ -onde) et de la nature des gaz utilisés pour l'apport d'oxygène ( $\text{N}_2\text{O}$  pour PECVD,  $\text{O}_2$  pour  $\mu$ onde). Donc malgré des pertes linéiques plus importantes, les guides fabriqués au laboratoire par la technique PECVD sont pour l'instant plus adaptés (photosensibilité + biréfringence) pour fabriquer des composants photoinscrits.

Pour conclure, le tableau suivant donne une vision d'ensemble des paramètres de fabrication à choisir pour obtenir des guides faiblement biréfringents ainsi que leur influence chiffrée sur les valeurs de la biréfringence mesurée :

Biréfringence		
Forte biréfringence	Faible biréfringence	Diminution de la Biréfringence
Guide non-scié	Guide scié	87%
Substrat Si	Substrat SiO <sub>2</sub>	60%
Guide recouvert	Guide semi-recouvert	44%
Dépôt de silice face arrière	Sans dépôt face arrière	40%
Epaisseur superstrat 12μm	Epaisseur superstrat 7μm	35%
Guide μ-onde	Guide PECVD	22%

**Tableau 3 : Influence de chaque paramètre sur la biréfringence**

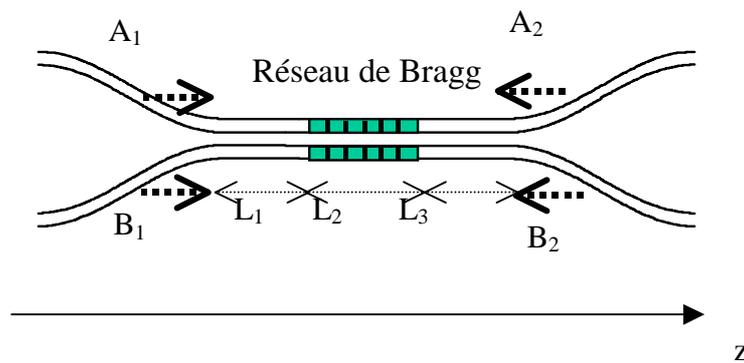
### **3.4. Réalisation d'un Multiplexeur Insertion-Extraction sur coupleur directif en optique intégrée**

Suite à toutes les études menées préalablement concernant la photoinscription de réseaux de Bragg apodisés et la diminution de la biréfringence sur guides intégrés, il a été possible de concevoir un Multiplexeur Insertion-Extraction sur Coupleur Directif (MIE-CD) en optique intégrée. Le composant réalisé sera totalement symétrique avec un coupleur 100% et des réseaux de Bragg apodisés non inclinés sur les deux bras. La première partie de cette étude concerne la modélisation du composant. Les paragraphes suivants portent plus particulièrement sur la description des différentes étapes expérimentales jusqu'à la réalisation des premiers prototypes.

#### **3.4.1. Modélisation du Multiplexeur Insertion-Extraction sur Coupleur Directif**

La modélisation du MIE-CD fait doublement appel à la théorie des modes couplés. En effet, les réponses en longueur d'onde du réseau de Bragg (paragraphe 2.1.3) et du coupleur directif (paragraphe 3.2.2) sont calculées à partir de cette théorie. La difficulté de cette modélisation, par rapport à celle du Multiplexeur Insertion-Extraction réalisé sur la base d'un Interféromètre de Mach-Zehnder (MIE-MZI, voir paragraphe 4.3), réside dans le fait que les

deux couplages considérés agissent simultanément dans la même zone du coupleur (Figure 55). Il faut donc introduire les amplitudes des ondes propagatives et contrapropagatives  $A_1$  et  $A_2$  du bras supérieur et  $B_1$  et  $B_2$ , celles du bras inférieur. Les équations de couplage entre ces différents modes sont alors décrites grâce à un formalisme faisant intervenir des matrices 4X4 (3.89) développées par Orlov et al. [106]. Cette approche faisant appel à la théorie des modes individuels est tout à fait suffisante dans notre cas du fait que les guides de la zone de couplage sont encore distincts. Cela ne sera plus vrai pour les coupleurs à fibres fortement fusionnés dont la simulation nécessitera de faire appel à la théorie des supermodes (voir paragraphe 4.1.3, et [93]).



**Figure 55 : Schéma du MIE-CD**

Le système d'équations se rapportant aux amplitudes des champs peut se résoudre analytiquement si on considère des coefficients de couplage constants (paragraphe 3.4.1.1). Dans le cas contraire, une méthode numérique devra être mise en œuvre (paragraphe 3.4.1.2). La programmation est effectuée sous Matlab.

### 3.4.1.1. Modélisation avec coefficients de couplage constants

Une première modélisation a été effectuée avec des coefficients de couplage constants selon  $z$ . Le résultat est approximatif car on néglige le couplage dans les parties courbes du coupleur (coefficient de couplage du coupleur  $\kappa_C(\lambda)=0$  dans ces parties courbes et  $\kappa_C(\lambda)$  constant dans la zone de couplage) et on considère des réseaux de Bragg non apodisés (coefficient de couplage du réseau de Bragg  $\kappa_R(\lambda)$  constant selon  $z$  (voir paragraphe 2.2.1)). On peut alors considérer que le composant est discrétisé en trois parties distinctes où ces coefficients sont constants. Cette première approche donne un aperçu de l'allure des réponses spectrales en chaque sortie du MIE-CD. La méthode de Marcatili [94] corrigée par Kuznetsov [95] est utilisée pour calculer le coefficient de couplage  $\kappa_C(\lambda)$  des modes dans le

coupleur (voir paragraphe 3.2.2) alors que le coefficient de couplage  $\kappa_R(\lambda)$  induit par le réseau de Bragg est calculé en paragraphe 2.1.3.

Les 4 équations des amplitudes  $A_1, A_2, B_1, B_2$  des champs en tout point du composant sont du type [106] :

$$dA_i(z,\lambda)/dz = \pm i.\kappa_C(\lambda).B_i(z,\lambda) \pm i.\kappa_R(\lambda).A_j(z,\lambda).\exp(2i.\Delta\beta_j(\lambda).z) \quad (3.86)$$

avec :

$$\Delta\beta_j(\lambda)=\beta_j(\lambda)-\pi/\Lambda \quad (3.87)$$

où  $\Lambda$ =pas du réseau photoinscrit et  $\beta_j(\lambda)$  constante de propagation du mode dans le guide j.

Après le changement de variable suivant avec  $\Delta\beta_j=\beta_j-\pi/\Lambda$ ,

$$\begin{cases} A_1(z)=A'_1(z)\exp(i\Delta\beta_a z) \\ A_2(z)=A'_2(z)\exp(-i\Delta\beta_a z) \\ B_1(z)=B'_1(z)\exp(i\Delta\beta_b z) \\ B_2(z)=B'_2(z)\exp(-i\Delta\beta_b z) \end{cases} \quad (3.88)$$

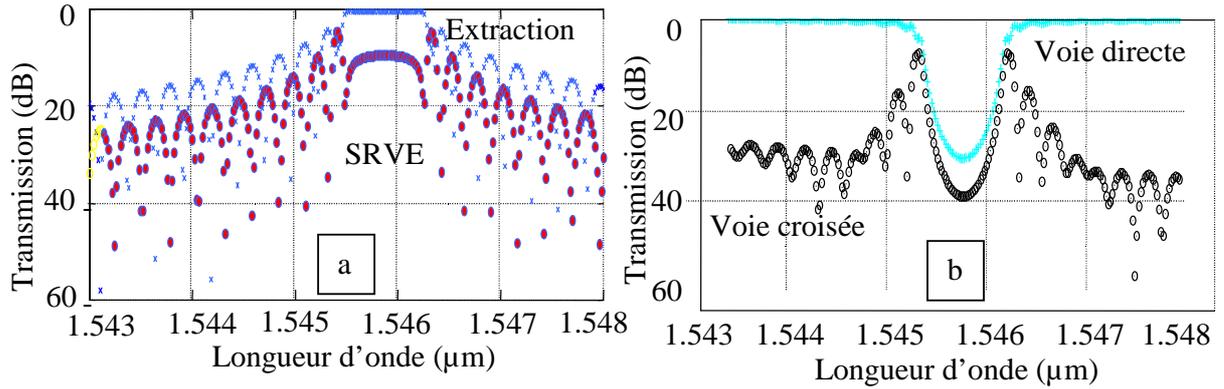
Ce système de 4 équations s'écrit plus simplement sous forme matricielle:

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} A'_1 \\ A'_2 \\ A'_3 \\ A'_4 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -i\Delta\beta_a - i\kappa_R & -i\kappa_C & 0 & 0 \\ i\kappa_R^* & i\Delta\beta_a & 0 & i\kappa_C \\ -i\kappa_C^* & 0 & -i\Delta\beta_b - i\kappa_R & 0 \\ 0 & i\kappa_C^* & i\kappa_R^* & i\Delta\beta_b \end{bmatrix} \begin{pmatrix} A'_1 \\ A'_2 \\ A'_3 \\ A'_4 \end{pmatrix} \quad (3.89)$$

Après le calcul des vecteurs propres et valeurs propres de ce système et grâce aux conditions initiales  $A_1(0), A_2(L_1+L_2+L_3), B_1(0)$  et  $B_2(L_1+L_2+L_3)$ , on a dans un premier temps les amplitudes des modes avant couplage par le réseau de Bragg :  $A_1(L_1)$  et  $B_1(L_1)$ . Ces amplitudes permettent d'atteindre les valeurs de  $A_1, A_2, B_1, B_2$  dans la zone du réseau de Bragg grâce aux valeurs connues de  $A_2(L_1+L_2)=0$  et  $B_2(L_1+L_2)=0$ .

On obtient ensuite de la même manière  $A_1(L_1+L_2+L_3)$  (voie directe),  $B_1(L_1+L_2+L_3)$  (voie croisée) puis  $A_2(0)$  (Signal en Retour sur la Voie d'Entrée (SRVE)) et  $B_2(0)$  (Extraction). Les puissances en sortie sont alors obtenues en multipliant ces amplitudes par leur complexe conjugué.

Le graphe obtenu avec des paramètres opto-géométriques typiquement utilisés lors des expériences est exposé en Figure 56.



**Figure 56 : Puissance en sortie en réflexion (a) et en transmission (b) du CD-MIE**

Les lobes secondaires des spectres en réflexion sont caractéristiques des réseaux non apodisés. Ces lobes disparaissent si le composant est modélisé avec une méthode numérique en insérant des réseaux apodisés (voir ci-dessous).

### 3.4.1.2. Modélisation avec coefficients de couplage variables en z

Pour prendre en compte le couplage dans les parties courbes du coupleur ( $\kappa_C(\lambda)$  variable suivant z) et le couplage d'un réseau de Bragg ayant une réponse spectrale apodisée ( $\kappa_R(\lambda)$  variable sur la longueur du réseau), il est nécessaire de discrétiser plus finement le composant suivant z. La propagation des ondes dans le coupleur est alors modélisée grâce à un coefficient de couplage qui prend en compte le couplage dans les parties courbes (3.76). De même, la réponse du réseau de Bragg apodisé avec une enveloppe de modulation d'indice quelconque peut être simulée grâce à une discrétisation en z du coefficient de couplage (2.31) et au désaccord de vitesse de phase de la lumière réfléchi par le réseau de Bragg (2.20).

La démarche est la même que celle de la méthode précédente. En effet, on part toujours du système de 4 équations à 4 inconnues. Lorsque les coefficients de cette matrice sont variables, celle-ci n'a pas de solution analytique. Une méthode numérique doit donc être mise en oeuvre avec un coupleur divisé en n parties avec un pas =  $(L_1 + L_2 + L_3)/n$ . On part toujours des mêmes conditions initiales :  $A_1(0)$ ,  $A_2(L_1 + L_2 + L_3)$ ,  $B_1(0)$  et  $B_2(L_1 + L_2 + L_3)$ .

Les équations sont alors de la forme (par exemple pour  $A_1$ ) :

$$\begin{aligned}
 [A_1(i+1) - A_1(i)] / \text{pas} = & \theta^* [K_r(i+1) * A_2(i+1) + K_c(i+1) * B_1(i+1) - \Delta\beta(i+1) * A_1(i+1)] + \\
 & (1-\theta) * [K_r(i) * A_2(i) + K_c(i) * B_1(i) - \Delta\beta(i) * A_1(i)]
 \end{aligned}
 \tag{3.90}$$

où  $\theta$  est le coefficient d'implicité de la méthode.

( $\theta=0$  : méthode explicite,  $\theta=1$  : méthode implicite)

On calcule dans un premier temps les différentes amplitudes en tout  $z$  avec les 4 conditions initiales énoncées ci-dessus et avec les valeurs des amplitudes non calculées égales à 0 lors de la première itération.

Les itérations suivantes prennent en compte les amplitudes calculées lors de l'itération précédente. Après un nombre d'itérations suffisant, le résultat converge vers les amplitudes des champs en sortie de chaque port. On peut alors tracer un graphe du même type que celui illustré en Figure 56. Par contre, il est possible de modéliser avec cette méthode des composants ayant des spectres en réflexion apodisés.

### 3.4.1.3. Résultats et conclusion concernant la modélisation

Quelle que soit la méthode utilisée, les résultats déduits de ces modélisations se rejoignent pour montrer qu'il sera difficile de réduire la puissance du SRVE si on cherche à avoir un composant symétrique (réseau au centre de la zone de couplage) ayant à la fois les fonctions insertion et extraction. En effet, cette puissance est fonction du rapport de la longueur du réseau de Bragg sur la longueur de la zone de couplage. Les résultats confirment le fait que **ce rapport doit être le plus faible possible** pour que le champ entrant en A1 soit au maximum couplé par le coupleur avant d'être réfléchi par le réseau. Par ailleurs, **le réseau ne doit pas être trop court** pour réfléchir efficacement ( $R > 30$  dB) des canaux en longueur d'onde faiblement espacés des réseaux DWDM ( $\Delta\lambda \leq 0.8$  nm). De plus, nous avons vu que la longueur de **la zone de couplage doit être la plus faible possible** pour aiguiller avec une bonne isolation une bande spectrale de 30 nm de large (paragraphe 3.2.2.2). Enfin, l'optimisation de **la longueur du composant ne doit pas être négligée**.

En conclusion, il n'existe pas de compromis intéressant qui aboutirait à un Multiplexeur Insertion et Extraction dont les performances pourraient répondre aux spécifications des réseaux DWDM d'aujourd'hui et de demain. De plus, le fait qu'il soit difficile de décorrélérer l'influence des deux couplages (coupleur + réseaux de Bragg) limite les degrés de liberté pour son optimisation même si une fonction du profil d'apodisation des réseaux adéquate permet d'améliorer légèrement les performances du composant [107].

Cependant, si on désire avoir un MIE non symétrique sans fonction insertion, il est possible d'optimiser cette structure en décentrant et/ou en inclinant le réseau par rapport à l'axe de la fibre [24].

Des composants un peu plus complexes avec la structure frustrée (Voir paragraphe 1.2) intégrant des réseaux de Bragg à traits inclinés, une asymétrie optogéométrique des bras des coupleurs et une forme de «taper» spécifique semblent pouvoir améliorer sensiblement ces performances [16]. Toutefois, aucune réalisation expérimentale convaincante n'a pour l'instant été publiée.

Cependant, si les pertes et le SRVE ne sont pas un paramètre critique, en ajoutant un isolateur en entrée par exemple, ou si on se contente d'un composant non symétrique n'ayant pas de fonction insertion, la fabrication du MIE peut tout de même être envisagée. L'intégration du composant sur substrat silicium en fait alors une brique essentielle de structures à fonctionnalité plus complexe.

La photoinscription de réseaux de Bragg sur guide intégré effectuée au laboratoire est, à ma connaissance, une première en France alors que celle effectuée sur un coupleur en silice sur substrat silicium a seulement été réalisée par des chercheurs de NEC [108]. Cela fait du développement de ce composant un projet particulièrement innovant.

### 3.4.2. Photoinscription sur le coupleur directif intégré

La photoinscription sur guide intégré nécessite plus de précaution et de préparation que la photoinscription sur fibre. Après l'étape de pigtailing (voir paragraphe 3.1.4), le guide est collé sur un support métallique permettant de le fixer à la platine de photoinscription (Figure 57).

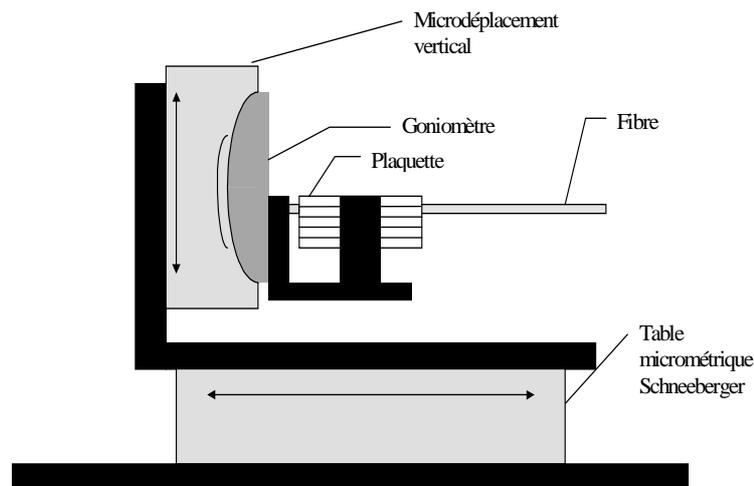


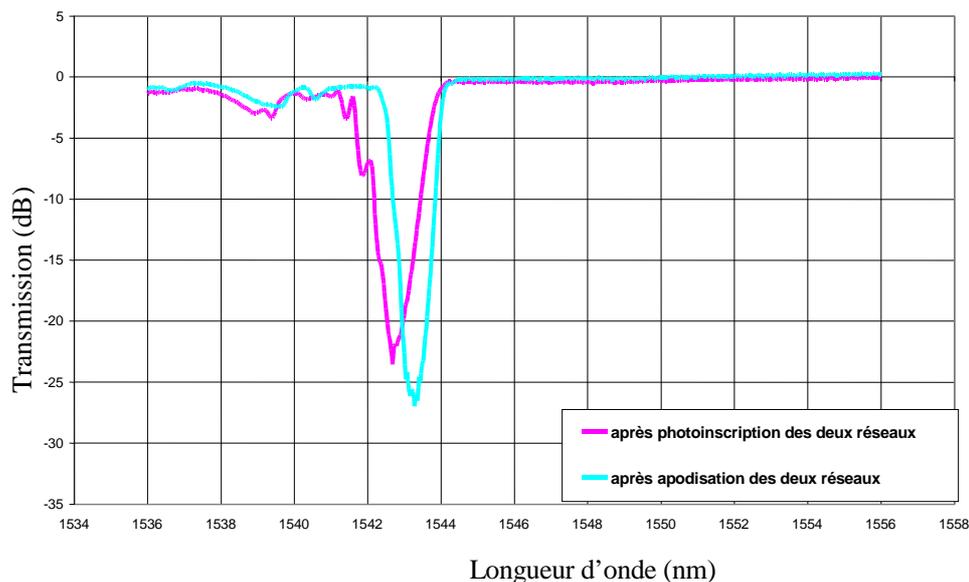
Figure 57 : Platine de photoinscription

Le parallélisme du guide avec la table de translation s'effectue dans un premier temps en détectant la figure de diffraction des fibres connectées de chaque côté du guide. Cette méthode n'est cependant pas réalisable pour l'alignement précis du guide intégré à cause de l'absorption du silicium. Ce réglage est toutefois possible grâce à un radiomètre qui détecte la luminescence bleue due à l'irradiation UV sur la silice dopée en sortie de fibre. Cette luminescence est maximale lorsque le faisceau est focalisé dans le cœur du guide. L'optimisation de l'alignement s'effectue ensuite de part et d'autre de la plaquette grâce à un goniomètre et une table micrométrique permettant d'effectuer des translations verticales. La

dernière opération est le rapprochement du masque de phase (tenu éloigné du guide auparavant pour ne pas inscrire de réseau parasite lors des réglages). Comme pour la photoinscription sur fibre, le déplacement de la plaquette grâce à la table pilotée par ordinateur permet d'inscrire un réseau donné avec la vitesse de balayage et la longueur désirée.

La photoinscription de réseaux sur coupleur ne présente pas plus de difficultés que celle réalisée sur guide droit. Il faut simplement focaliser assez fortement de manière à photoincrire un cœur à la fois. La photoinscription simultanée des deux cœurs n'a pas été retenue à cause d'une moins bonne reproductibilité concernant l'identité des deux réseaux.

La technique d'apodisation expliquée en paragraphe 2.2.3.1 est utilisée. Chaque guide est successivement insolé avec le masque de phase dans un premier temps par une enveloppe de fluence gaussienne. Le pic d'extinction en sortie est alors déformé côté basse longueur d'onde par la cavité Fabry-Pérot créée entre les deux extrémités du réseau (voir paragraphe 2.2.1). Deux autres passages sont ensuite nécessaires sans masque de phase avec une enveloppe de fluence inverse pour retrouver un pic sans lobes secondaires. Le graphe ci-après (Figure 58) est un spectre typique obtenu lors de la fabrication de réseaux apodisés sur coupleur.



**Figure 58 : Spectre en transmission du MIE avant et après l'insolation continue permettant l'apodisation des spectres des réseaux de Bragg**

Les graphes en réflexion n'apportent pas d'information supplémentaire à cause de la forte réflexion de l'interface guide-fibre qui ne permet pas de visualiser les lobes secondaires du pied du spectre réfléchi.

### 3.4.3. Caractérisation du coupleur directif en fonction de l'indice de recouvrement

Après cette photoinscription, il est apparu que le taux de couplage du coupleur avait changé du fait de l'augmentation de l'indice moyen du cœur ( $\Delta n_{\text{moy}}$ ) lors de l'insolation. Cette valeur variant en fonction des caractéristiques des réseaux photoinscrits, ceci nous a poussé à étudier une structure avec des coupleurs semi-recouverts c'est à dire avec leur partie centrale sans couche de recouvrement (Figure 43). Le taux de couplage du coupleur après photoinscription peut donc être optimisé en déposant un liquide d'indice thermo-optique sur l'échantillon. Celui-ci est placé sur un dispositif de régulation thermique à effet Peltier qui permet d'ajuster précisément l'indice du liquide. Une source à 1550 nm est injectée dans un bras du coupleur et la puissance dans chaque voie de sortie est mesurée grâce à deux radiomètres pour différentes valeurs de température. Cependant, nous avons vu que lorsque nous photoinscrivons les réseaux dans la partie centrale du coupleur, l'indice moyen du cœur augmente (paragraphe 2.1.1) ce qui modifie assez sensiblement les conditions de couplage. Le coupleur photoinscrit a alors un taux de couplage différent de celui du coupleur non photoinscrit pour le même indice de la couche de recouvrement. Ceci est mis en évidence grâce à la caractérisation expérimentale de leur taux de couplage. Ces résultats étant tout à fait en accord avec la modélisation (paragraphe 3.2.2), nous pouvons faire correspondre les courbes expérimentales et théoriques en ajustant l'indice moyen du guide photoinscrit lors de la simulation (Figure 59). On en déduit ainsi la valeur de l'augmentation d'indice moyen lors de la photoinscription. D'après la modélisation, nous pouvons estimer qu'une différence d'indice de recouvrement de  $3 \cdot 10^{-3}$  entre deux coupleurs pour un même taux de couplage correspond à une augmentation d'indice du cœur photoinscrit de  $2,6 \cdot 10^{-3}$ .

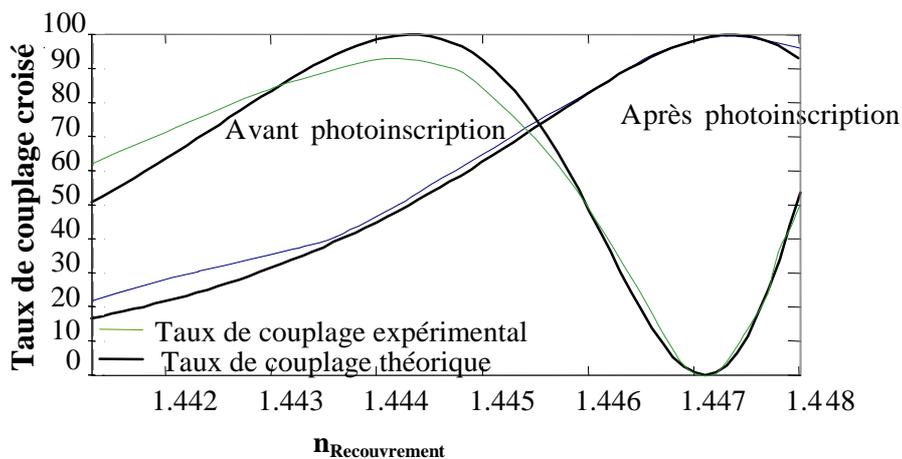


Figure 59 : Comparaison expérience-modélisation de la réponse d'un coupleur avant et après photoinscription dans la zone de couplage

Les caractéristiques optogéométriques des coupleurs seront par la suite, choisies de telle manière que l'indice de recouvrement nécessaire pour obtenir l'état 100% croisé soit supérieur à 1,440 pour avoir une propagation monomode et inférieure à 1,450 qui correspond à l'indice de recouvrement de coupure du mode fondamental.

Lorsqu'il n'y a pas de couche de recouvrement, le guide est fortement multimode ce qui engendre des pertes et des pics parasites sur le spectre après photoinscription (Figure 60).

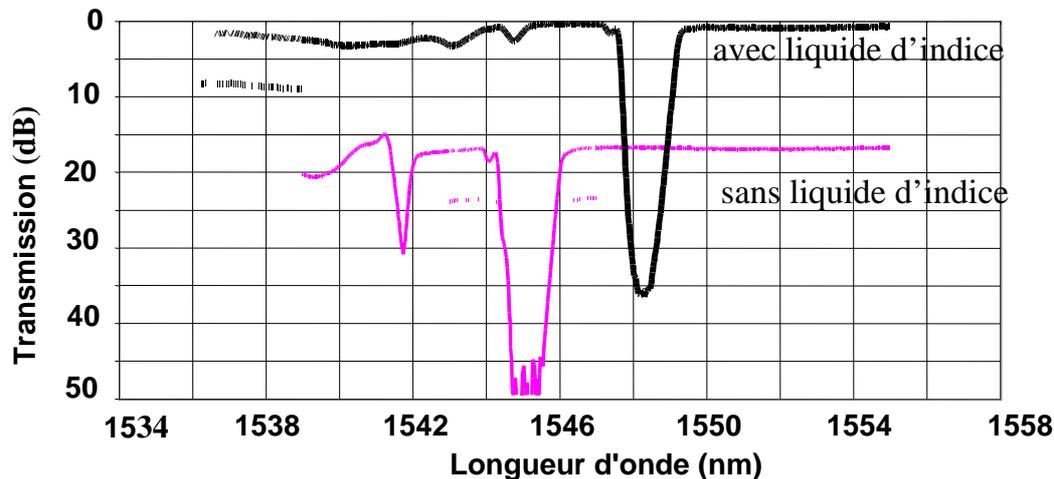
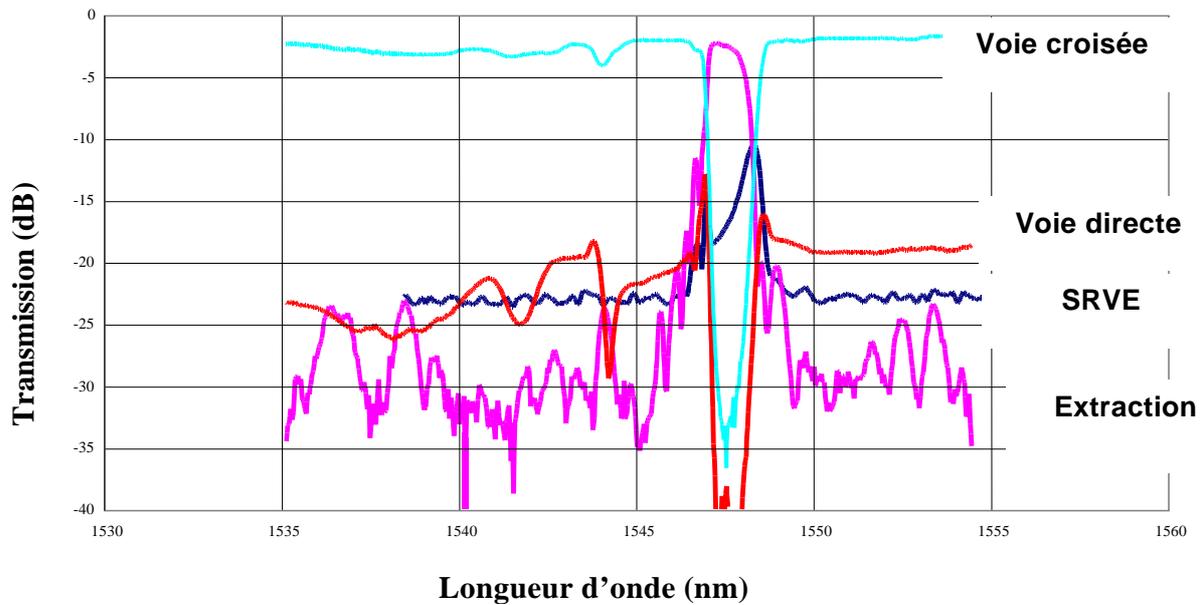


Figure 60 : Spectre en sortie du composant avec et sans couche de recouvrement

#### 3.4.4. Premiers résultats d'un Multiplexeur Insertion-Extraction sur coupleur directif

Une fois les réseaux de Bragg photoinscrits et l'indice du liquide thermo-optique déterminé, la caractérisation du composant peut être effectuée. Pour avoir un composant stable susceptible d'être intégré à terme dans un réseau de télécommunications, nous avons testé le MIE avec un recouvrement en polymère de même indice que le liquide thermo-optique cité précédemment. La puissance dans les quatre voies de sortie peut alors être mesurée en fonction de la longueur d'onde de manière plus stable. Le graphe ci-après (Figure 61) représente les spectres en sortie du composant avec le recouvrement optimisé.



**Figure 61 : Spectres expérimentaux en sortie d'un MIE sur coupleur directif**

Les pertes de couplage guide-fibre ne sont pas prises en compte et sont de l'ordre de 7 dB. Les pertes visibles sur le graphe ci-dessous (2 à 3 dB) sont les pertes intrinsèques au composant (pertes linéiques, rayon de courbure, réseaux de Bragg, imperfection de l'interface coeur/recouvrement ou indice de recouvrement non idéal). La largeur spectrale du canal extrait permet à ce composant de pouvoir intégrer à terme un réseau d'espacement intercanal de 200GHz.

## Conclusion et limites de cette étude

Les résultats obtenus pour les premiers prototypes fabriqués dans le laboratoire sont très encourageants compte tenu de la technologie prometteuse employée. En effet, l'intégration de ce type de composant sur silicium permet d'envisager à terme de cascader plusieurs fonctions sur une même plate-forme tout en réduisant drastiquement l'encombrement. Cependant, il est clair que les caractéristiques du composant sont pour l'instant encore insuffisantes pour que celui-ci puisse prétendre être inséré dans le réseau de télécommunications optique actuel. Les défauts majeurs de ces premiers prototypes obtenus sont les pertes excessives aux pigtaills, la qualité médiocre des réseaux photoinscrits, la biréfringence des guides optiques encore trop importante ainsi que la réflexion de l'interface silice/silicium non encore supprimée. Cependant, tous ces paramètres peuvent être améliorés et ne présentent pas de caractère limitant rédhibitoire en vue d'optimiser les performances du composant.

En fait, comme nous l'avons vu dans la partie théorique, la principale limite, inhérente à la structure même du composant, est la compétition existant entre le couplage du réseau et celui du coupleur. La longueur d'onde de Bragg peut en effet être réfléchié avant d'être couplée lorsque le rapport entre la longueur du réseau et la longueur de la zone de couplage du coupleur est trop grand. Ceci engendre un retour important de la puissance lumineuse sur la voie d'entrée et des pertes sur la voie extraite. L'ajout d'un isolateur en entrée peut toutefois rendre ce type de composant intéressant dans certains cas.

L'objectif de la thèse à ce moment précis était de réaliser un MIE avec une structure à la fois plus prometteuse et plus difficile à mettre en oeuvre : le MIE comprenant deux réseaux de Bragg sur un interféromètre de Mach-Zehnder réalisé en optique intégrée avec la technologie Silice/Silicium. Cependant, pour des raisons liées à la cessation d'activité du laboratoire d'accueil du CNET, mes recherches se sont poursuivies sur un composant équivalent réalisé en fibre bicœur au sein de la société Highwave Optical Technologies.

## **Chapitre 4 : Multiplexeur Insertion-Extraction sur interféromètre de Mach-Zehnder réalisé en fibre bicœur**

La deuxième partie de cette thèse a porté sur l'optimisation d'un Multiplexeur Insertion-Extraction sur un interféromètre de Mach-Zehnder (MIE-MZI) réalisé en fibre bicœur. Le concept du MIE-MZI a été publié pour la première fois par Johnson et al en 1987 [25]. Cependant, il a fallu attendre 1995 pour voir la première réalisation sur fibre [27]. Les différentes optimisations sur fibres [109][110][111] et, plus récemment, sur guides intégrés [26][112][113] ont permis de fortement améliorer ses caractéristiques et d'en faire un composant efficace pour l'aiguillage en longueur d'onde. Le travail concernant ce deuxième sujet a été effectué dans la continuité de la thèse de S.Béthuys [49] qui avait réalisé les premiers prototypes avec cette structure bicœur. Les études ont porté, en particulier, sur l'influence des différentes phases du MIE-MZI sur les spectres en sortie du composant. Après quelques mois de prise en main des différents procédés de fabrication (photoinscription sur fibre bicœur, fusion-étirage, ajustement de l'UV-Trimming...), mes travaux ont alors porté majoritairement sur la modélisation du composant qui a conduit à son optimisation et à mieux cerner ses limites théoriques.

Ce chapitre débutera par des généralités concernant les fibres bicœurs. Les parties traitant la modélisation du MZI sans et avec réseaux de Bragg seront respectivement développées aux paragraphes 4.2 et 4.3 avec une digression intéressante concernant la reconstruction de la dispersion des réseaux d'un MIE à partir des spectres en réflexion en paragraphe 4.4. Les résultats expérimentaux concernant le MIE-MZI seront développés en paragraphe 4.5.

### **4.1. Fibre bicœur**

#### **4.1.1. Propagation de la lumière dans une fibre bicœur photoinscrite à gaine photosensible**

##### **4.1.1.1. Propagation de la lumière dans une fibre bicœur**

La propagation de la lumière dans une fibre bicœur est tout à fait comparable à celle d'une fibre classique. En effet, le phénomène de diaphotie (échange d'énergie entre les cœurs) qui serait théoriquement pénalisant pour de longues portions de fibre est négligeable en pratique. En effet, comme les deux cœurs ont des caractéristiques légèrement différentes, ils

se retrouvent isolés et se comportent comme des guides complètement indépendants [114]. Il est alors nécessaire de fabriquer un coupleur par fusion étirage pour avoir un couplage de la lumière entre les guides (voir paragraphe 4.1.3).

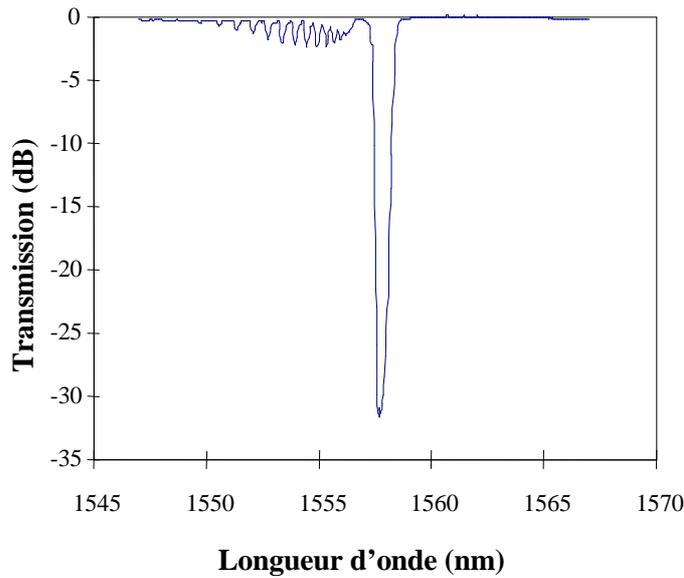
Les avantages de la fibre bicœur pour fabriquer des Multiplexeurs Insertion-Extraction, par rapport au collage de deux fibres monocœurs, sont multiples. Les plus marquants concernent la fusion-étirage de cette fibre lors de la fabrication des coupleurs (voir paragraphe 4.1.4). Le rapprochement des cœurs spécifique à cette fibre nous permet de réaliser des coupleurs plus courts ( $\approx 11$  mm) et avec peu de pertes ( $< 0.1$  dB). La reproductibilité de la fusion-étirage est aussi améliorée grâce à la stabilité des caractéristiques opto-géométriques le long de la fibre et en particulier de l'écart fixe entre les deux cœurs. Cette stabilité permet de plus de faciliter la photoinscription de réseaux identiques sur chaque cœur (ce qui est une condition essentielle à la réalisation de MIE performants (voir paragraphe 4.3). Enfin la relative égalité des chemins optiques entre les deux coupleurs assure un déséquilibre de l'interféromètre assez faible (déphasage compris entre  $-\pi$  et  $\pi$ ), autre condition importante pour avoir de bonnes caractéristiques du MIE.

Les pertes linéiques de ce type de fibre sont équivalentes à celle d'une fibre monocœur classique (0,4 dB/km) alors que les pertes aux soudures sont de l'ordre de 0,05 dB.

Le couplage de ce type de fibre à une fibre monomode classique se fait par l'intermédiaire d'un composant appelé éclateur ou concentrateur qui permet d'injecter et de récupérer le signal avec un minimum de pertes ( $< 0,3$  dB).

#### **4.1.1.2. Propagation de la lumière dans une fibre photoinscrite à gaine photosensible**

Lors de la photoinscription de réseaux de Bragg dans une fibre classique dont le cœur est dopé à l'oxyde de germanium, des pertes parasites apparaissent pour des longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de Bragg (Figure 62).



**Figure 62 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg photoinscrit dans une fibre classique**

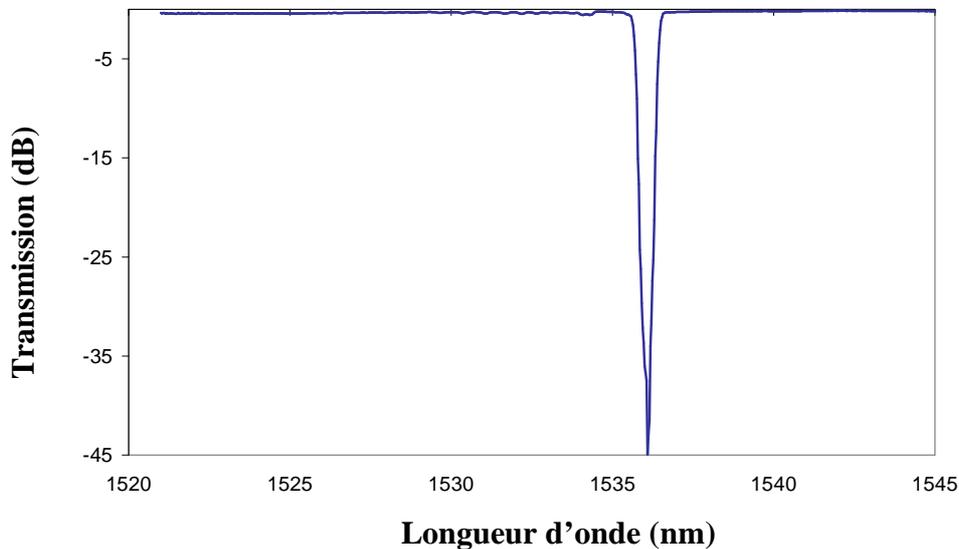
Ces pertes sont dues au couplage de la lumière entre le mode co-propagatif et les modes de gaine contra-propagatifs. La nature discrète en longueur d'onde de ces pertes est liée à la forte discontinuité d'indice entre la gaine optique et l'air après le dénudage de la fibre nécessaire avant d'effectuer la photoinscription. Cette discontinuité d'indice crée alors une structure résonnante dans la gaine. Dans le cas où la gaine de la fibre est plongée dans du liquide ou recouverte d'un polymère d'indice exactement égal à celui de la silice, le couplage se fait entre le mode fondamental et un continuum de modes rayonnants.

En vue de supprimer ce couplage parasite, il est nécessaire de réduire l'intégrale de recouvrement entre ces différents modes (2.14).

$$\int_0^B \int_0^B \phi_v^* 2n \Delta n_{\text{mod}}(r) \phi_\mu dS \quad (4.91)$$

Cette intégrale, dite de recouvrement, est proportionnelle au coefficient de couplage entre les différents modes c'est-à-dire aux pertes directement visibles sur les spectres en transmission d'un réseau de Bragg. Pour annuler la relation ci-dessus,  $\Delta n_{\text{mod}}(r)$  doit être constant sur la surface d'intégration  $S$ . Ce terme peut alors être sorti de l'intégrale qui devient nulle en raison de l'orthogonalité des modes considérés. Il est donc nécessaire de rendre la gaine identiquement photosensible sur un rayon  $B$  le plus grand possible théoriquement en la dopant, par exemple, avec la même proportion de germanium que le cœur [58]. Cependant, pour des raisons d'absorption de l'UV pendant la photoinscription qui

rend le profil d'indice dissymétrique de part et d'autre du cœur, la gaine est en général dopée sur un rayon de  $B=3A$  (où  $A$  est le rayon du cœur). Ceci est suffisant pour diminuer drastiquement ces pertes (Figure 63).



**Figure 63 : Spectre en transmission d'un réseau de Bragg dans une fibre à gaine photosensible**

Cependant, comme l'indice dans la gaine doit rester inférieur à celui du cœur pour satisfaire les conditions de guidage et minimiser les pertes aux soudures, le dopage avec un élément permettant de diminuer son indice (le Fluor, par exemple) est alors indispensable.

## **4.1.2. Fabrication d'une fibre bicœur**

### **4.1.2.1. Fabrication de la préforme**

La réalisation d'une fibre bicœur est maintenant assez bien maîtrisée et son élaboration diffère finalement assez peu de celle d'une fibre monomode classique. La première étape consiste à fabriquer un barreau de verre appelé préforme par une méthode de type MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition). Un tube de silice en rotation est placé sur un tour puis chauffé (1600°C) à l'extérieur sur une zone étroite avec un brûleur à oxygène et hydrogène qui se déplace le long du tube. Les gaz réactionnels ( $O_2$ ,  $SiCl_4$ ,  $GeCl_4$ ,  $CHF_3$ ...) sont alors injectés dans le dispositif. La réalisation de la gaine, de la gaine dopée et du cœur est successivement effectuée grâce à la réaction chimique entre les molécules chlorées adéquates et le dioxygène. Les suies poreuses alors déposées sont ensuite vitrifiées par un passage de chalumeau à une température supérieure. Enfin, l'opération de rétreint qui permet de porter le tube au point de viscosité de la silice (2000°C) permet au tube de se

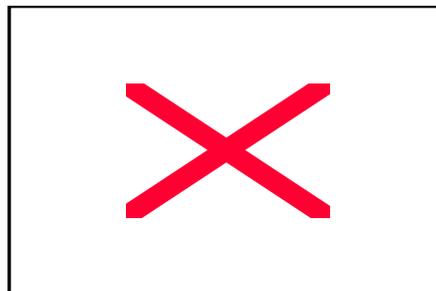
refermer sur lui-même sous l'effet des forces de tension superficielle. On dispose alors d'un barreau dont le profil d'indice est homothétique à celui de la future fibre.

#### **4.1.2.2. Usinage et assemblage des préformes**

Cette étape constitue l'originalité dans le processus de fabrication des fibres bicœurs. Deux préformes, les plus semblables possible, sont rectifiées en secteur plan grâce à une meule diamantée. Un outil monté sur un tour verrier assure ensuite l'assemblage des préformes avant fibrage.

#### **4.1.2.3. Fibrage des préformes**

L'opération de fibrage de la fibre bicœur diffère elle aussi assez peu de celle d'une fibre classique. Les préformes sont placées dans un four porté à environ 2000°C. La silice devient alors pâteuse et s'écoule en formant un fil. Le diamètre de cœur désiré est obtenu grâce à un asservissement des paramètres de contrôle (vitesse de tension de la préforme, tension de fibrage, température du four). Un système d'enrobage de la fibre permet ensuite d'appliquer le revêtement polymère indispensable pour une bonne résistance mécanique. La fibre est enfin réceptionnée sur une bobine grâce à un enrouleur automatique. La figure suivante (Figure 64) représente une coupe transversale d'une fibre bicœur réalisée par microscopie interférentielle qui permet de révéler l'état de surface de la fibre ainsi que les joints de soudure.



**Figure 64 : Coupe transversale d'une fibre bicœur**

Un savoir faire important est nécessaire dans l'obtention de bonnes conditions de fibrage (température, tension,...) en vue de réaliser des fibres peu contraintes comprenant des cœurs ayant des caractéristiques opto-géométriques identiques. La diminution de ces contraintes permettra d'avoir une biréfringence négligeable ainsi que des pertes peu importantes lors de l'étape de fusion-étirage.

### 4.1.3. Propagation dans un coupleur en fibre bicœur

Les coupleurs indispensables à la structure du Mach-Zehnder permettent de diviser équitablement la puissance lumineuse injectée en entrée dans les deux guides en sortie. Ce type de diviseur sera appelé dans la suite de ce manuscrit « coupleur 3dB ». Les modes fondamentaux dans les deux guides en entrée (LP<sub>01</sub>) se décomposent en supermodes propres à la superstructure (SLP<sub>01</sub> et SLP<sub>11</sub>) dans la zone de couplage. Ces supermodes vont alors se propager en accumulant un déphasage avant d'interférer et de se recombiner en modes LP<sub>01</sub> (Figure 65).

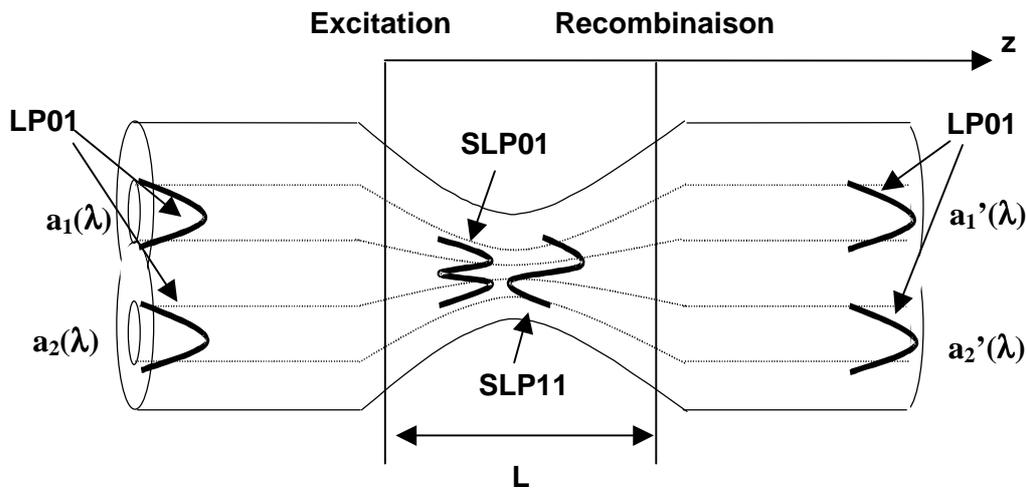


Figure 65 : Schéma d'un coupleur à fibre

On a donc décomposition du champ en entrée sur la base des supermodes du coupleur [93]. Les amplitudes  $a_1(\lambda)$  et  $a_2(\lambda)$  des modes individuels LP<sub>01</sub> des deux fibres en entrée s'écrivent alors en fonction de l'amplitude des deux supermodes SLP<sub>01</sub> et SLP<sub>11</sub> :  $A_1(\lambda)$  et  $A_2(\lambda)$  :

$$a_1(\lambda) = A_1(\lambda) + A_2(\lambda) \quad (\text{Entrée 1}) \quad (4.92)$$

$$a_2(\lambda) = A_1(\lambda) - A_2(\lambda) \quad (\text{Entrée 2}) \quad (4.93)$$

Sachant que nous considérons ici des coupleurs adiabatiques (c'est-à-dire sans pertes), les modes individuels des guides en sortie sont directement issus de la décomposition des supermodes après leur battement dans la zone de couplage. Suite aux phénomènes d'interférences entre les deux supermodes, leur différence de phase  $\varphi(\lambda)$  accumulée en  $z=L$  s'exprime par :

$$\varphi(\lambda) = \int_0^L (\beta_{11}(z, \lambda) - \beta_{01}(z, \lambda)) dz \quad (4.94)$$

où L est la longueur de la zone de couplage et  $\beta_{11}$  et  $\beta_{01}$  sont les constantes de propagation des supermodes symétriques et antisymétriques.

Les amplitudes des modes individuels des deux fibres de sortie  $a'_1(\lambda)$  et  $a'_2(\lambda)$  s'écrivent alors en fonction de l'amplitude des deux supermodes  $A_1(\lambda)$  et  $A_2(\lambda)$  :

$$a'_1(\lambda) = A_1(\lambda) + A_2(\lambda)e^{i\varphi(\lambda)} \quad (\text{Sortie 1}) \quad (4.95)$$

$$a'_2(\lambda) = A_1(\lambda) - A_2(\lambda)e^{i\varphi(\lambda)} \quad (\text{Sortie 2}) \quad (4.96)$$

On en déduit :

$$\begin{pmatrix} a_1(\lambda) \\ a_2(\lambda) \end{pmatrix} = e^{i\frac{\varphi}{2}} \times \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi(\lambda)}{2}\right) & i\sin\left(\frac{\varphi(\lambda)}{2}\right) \\ i\sin\left(\frac{\varphi(\lambda)}{2}\right) & \cos\left(\frac{\varphi(\lambda)}{2}\right) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_1(\lambda) \\ a_2(\lambda) \end{pmatrix} \quad (4.97)$$

où

$$\bar{\varphi}(\lambda) = \int_0^L (\beta_{11}(z, \lambda) + \beta_{01}(z, \lambda)) dz \quad (4.98)$$

En général, la lumière est injectée uniquement dans une seule des deux entrées d'où :

$$a_1(\lambda) = 1 \text{ et } a_2(\lambda) = 0 \quad (4.99)$$

D'après (4.97) et (4.99),

$$\begin{pmatrix} a_1'(\lambda) \\ a_2'(\lambda) \end{pmatrix} = e^{i\frac{\varphi}{2}} \times \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi(\lambda)}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\varphi(\lambda)}{2}\right) e^{i\pi/2} \end{pmatrix} (a_1(\lambda)) \quad (4.100)$$

Ceci démontre l'existence du déphasage de  $\varphi = \pi/2$  qui existe entre les ondes de chaque voie de sortie d'un coupleur.

La puissance en sortie s'exprime alors par :

$$P'_1(\lambda)=|a'_1(\lambda)|^2=\cos^2(\varphi(\lambda)/2)\times P_1(\lambda) \quad (4.101)$$

$$P'_2(\lambda)=|a'_2(\lambda)|^2=\sin^2(\varphi(\lambda)/2)\times P_1(\lambda) \quad (4.102)$$

On en déduit :

$$\varphi(\lambda)=2\arccos\left(\sqrt{C(\lambda)}\right) \quad (4.103)$$

avec  $C(\lambda)$  le coefficient de couplage du coupleur :

$$C(\lambda)=P'_1(\lambda)/P_1(\lambda) \quad (4.104)$$

Pour un coupleur 3 dB à une longueur d'onde donnée  $\lambda_c$ , les amplitudes des champs en sortie s'écrivent, par définition :

$$a'_1(\lambda_c)=a'_2(\lambda_c)=a_1(\lambda_c)/2 \quad (4.105)$$

D'après (4.103), ceci démontre :

$$\varphi(\lambda_c)=\pi/2 \quad (4.106)$$

Remarque : Ce déphasage  $\varphi$  entre les supermodes ne doit pas être confondu avec le déphasage  $\phi$  entre les ondes en sortie du coupleur.

$\phi=\pi/2$  quel que soit le taux de couplage alors que  $\varphi=\pi/2$  seulement si le coupleur est 50/50.

Cette étude concernant la réponse spectrale des coupleurs 3dB nous permettra par la suite de modéliser les interféromètres de Mach-Zehnder en fibre bicœur constitué de deux de ces coupleurs.

#### **4.1.4. Fabrication d'un coupleur sur fibre bicœur par un procédé de fusion-étirage**

La réalisation de coupleurs 2X2 par un procédé de fusion-étirage de deux fibres monomodes bicollées a déjà fait l'objet de nombreuses publications [93], [115]. Les coupleurs sont conçus de telle sorte que la transition entre les fibres initiales et la structure fusionnée et étirée soit adiabatique (i.e sans pertes par couplage du mode fondamental avec les modes d'ordre supérieur). Ceci est vérifié lorsque la valeur de la pente du «taper» n'est pas trop élevée. Le critère d'adiabaticité utilisé est le suivant [116] :

$$\iint \left( \frac{\partial \Psi_{LP01}}{\partial z} \right)^2 ds \ll (\beta_{01} - \beta_m)^2 \quad 4.107$$

où  $\Psi_{LP01}$  est l'amplitude du champ du mode fondamental  $LP_{01}$ ,  $\beta_{01}$ , sa constante de propagation et  $\beta_m$  la constante de propagation du premier mode avec lequel le mode  $LP_{01}$  est susceptible d'échanger de l'énergie.

Pratiquement, le procédé est généralement effectué en deux étapes :

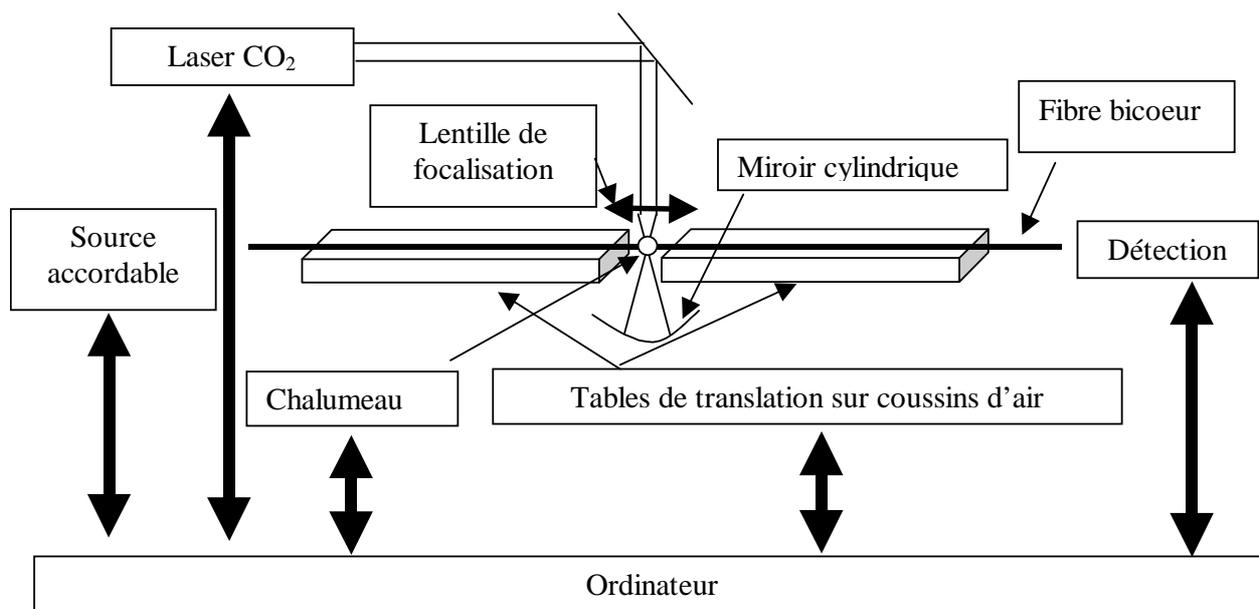
- \* l'étape de fusion des deux fibres dénudées maintenues parallèlement l'une contre l'autre (ou d'une fibre bicoeur) sur des tables de translations sur coussin d'air. Cette étape est réalisée à l'aide d'un chalumeau et/ou d'un laser  $CO_2$ . Cette fusion permet de favoriser le rapprochement entre les fibres en vue de raccourcir la longueur des coupleurs et de diminuer les pertes lors de :

- \* l'étape d'étirage qui permet d'effiler la structure qui va être à l'origine du transfert de l'énergie du mode fondamental vers les deux supermodes. Les deux platines supportant la structure fusionnée se déplacent alors avec des vitesses et/ou des sens différents. Les pentes du «taper» ainsi réalisé sont alors fonction de l'étirement et sont fabriquées selon un procédé décrit dans [117].

Dans cette étape, le chalumeau permet d'avoir un gradient de température faible entre la partie chauffée et la partie non chauffée afin d'éviter la détérioration de la fibre alors que laser  $CO_2$  est indispensable afin d'assurer la fusion de la structure suivant un profil des pentes très précis. Le laser, le chalumeau ainsi que les tables de translations sont pilotés par ordinateur ce qui permet de réaliser des profils de coupleurs prédéterminés. Un miroir cylindrique peut être disposé derrière la fibre afin de refocaliser le faisceau sur la partie non insolée en vue d'avoir un coupleur totalement symétrique.

La caractérisation du coupleur est possible grâce à une source accordable couplée à un détecteur.

Le schéma du banc de fusion-étirage est illustré en Figure 66 :



**Figure 66 : Schéma du banc de fusion-étirage**

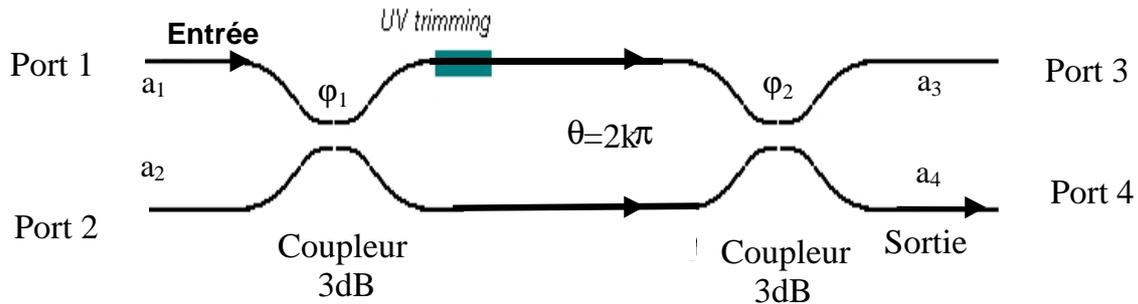
La spécificité de nos coupleurs provient du fait qu'ils sont fabriqués avec des fibres bicœurs. Le rapprochement intrinsèque et longitudinalement constant des cœurs de cette fibre permet d'améliorer sensiblement la reproductibilité du procédé par rapport à la fusion-étirage de fibres bicollées. Pour la même raison, les pertes de la structure étirée sont aussi grandement diminuées en raison d'un taux de fusion beaucoup plus faible.

## **4.2. Modélisation d'un interféromètre de Mach-Zehnder sur fibre bicœur**

### **4.2.1. Présentation de l'étude**

L'interféromètre de Mach-Zehnder est composé de deux coupleurs 3dB séparés par une zone centrale fibrée (Figure 67). Dans le cas idéal (i.e coupleur parfaitement 50/50, fibre à cœurs identiques), la lumière en sortie du premier coupleur (port 1) est déphasée de  $\pi/2$  (d'après (4.106)) puis à nouveau de  $\pi/2$  après le second coupleur et ressort donc en totalité en voie croisée (port 4). Le fonctionnement est bien sûr symétrique quelle que soit la voie d'entrée utilisée. Cependant, une légère différence entre les indices des cœurs de la fibre engendre une variation du chemin optique  $\Delta nL$ , c'est à dire un déphasage  $\theta(\lambda)$ , entre les deux bras de l'interféromètre. Ceci induit un déséquilibre du MZI et donc de la lumière parasite en port 3.

Grâce à la photosensibilité de la fibre (2.1.2), il est possible d'ajuster la phase par UV-Trimming (augmentation de l'indice moyen de la fibre par une insolation UV) de manière à retrouver un bon fonctionnement de l'interféromètre ( $\theta(\lambda)=2k\pi$ ) [26].



**Figure 67 : Schéma de l'interféromètre de Mach-Zehnder fibré**

L'ensemble des études suivantes (partie 4.2, 4.3 et 4.4) sont issues de la modélisation de la réponse spectrale de l'interféromètre de Mach-Zehnder programmée personnellement sous Matlab.

On cherche dans cette première partie à montrer l'effet des paramètres variables du MZI sur l'isolation voie croisée/ voie directe du Mach-Zehnder en fonction de la longueur d'onde.

L'achromaticité des coupleurs  $C(\lambda)$  sera considérée linéaire dans la suite de cette analyse ce qui est tout à fait conforme avec les résultats expérimentaux.

Les paramètres variables du MZI sont les suivants :

\* $p_1, p_2$  : Pente d'achromaticité des coupleurs 1 et 2 (représentée en Figure 68).

$$p_i = \frac{C_i(\lambda) - 0.5}{\lambda - \lambda_{C1}} \quad (4.108)$$

\* $\lambda_{C1}, \lambda_{C2}$  : Longueur d'onde de couplage 50/50 des coupleurs.

\* $\Delta nL$  : Différence de chemin optique entre les bras du Mach-Zehnder  $\Rightarrow$  engendre un déphasage  $\theta(\lambda)$  compris entre  $-\pi$  et  $\pi$

\* $k$  : nombre entier de fois  $2\pi$  avec lequel la phase du Mach-Zehnder est accordée d'où  $\theta(\lambda)$ , le déphasage entre les deux bras du MZI, s'exprime par :

$$\theta(\lambda) = \frac{2\pi\Delta nL}{\lambda} + 2k\pi \quad (4.109)$$

Dans ces modélisations, les amplitudes des champs en sortie sont obtenues par la multiplication de trois matrices de transfert qui caractérisent le passage des ondes dans chaque partie du composant :

$$\begin{pmatrix} a_3(\lambda) \\ a_4(\lambda) \end{pmatrix} = e^{-i\frac{\varphi_2(\lambda)}{2}} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2}\right) & e^{i\pi/2}\sin\left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2}\right) \\ e^{i\pi/2}\sin\left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2}\right) & \cos\left(\frac{\varphi_2(\lambda)}{2}\right) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e^{i\theta\lambda} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times e^{-i\frac{\varphi_1(\lambda)}{2}} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\varphi_1(\lambda)}{2}\right) & e^{i\pi/2}\sin\left(\frac{\varphi_1(\lambda)}{2}\right) \\ e^{i\pi/2}\sin\left(\frac{\varphi_1(\lambda)}{2}\right) & \cos\left(\frac{\varphi_1(\lambda)}{2}\right) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_1(\lambda) \\ a_2(\lambda) \end{pmatrix} \quad (4.110)$$

Les matrices correspondant au passage des ondes dans le coupleur sont issues de (4.97). Le développement de l'expression (4.110) en prenant  $a_2(\lambda)=0$  (la lumière est injectée sur un seul bras d'entrée) donne :

$$\begin{pmatrix} a_3(\lambda) \\ a_4(\lambda) \end{pmatrix} = e^{-i\frac{\varphi_1(\lambda)}{2}} \times e^{-i\frac{\varphi_2(\lambda)}{2}} \times \begin{pmatrix} \cos(\varphi_1(\lambda)/2) \times \cos(\varphi_2(\lambda)/2) e^{i\theta\lambda} + \sin(\varphi_1(\lambda)/2) \times \sin(\varphi_2(\lambda)/2) e^{i\pi} \\ \cos(\varphi_2(\lambda)/2) \times \sin(\varphi_1(\lambda)/2) e^{i\theta\lambda} e^{\pi/2} + \cos(\varphi_1(\lambda)/2) \times \sin(\varphi_2(\lambda)/2) e^{\pi/2} \end{pmatrix} \times a_1(\lambda) \quad (4.111)$$

Ce qui se simplifie avec des coupleurs 50/50 achromatiques ( $\varphi_1=\varphi_2=\pi/2$ ) :

$$\begin{pmatrix} a_3(\lambda) \\ a_4(\lambda) \end{pmatrix} = e^{-i\frac{\varphi_1(\lambda)}{2}} \times e^{-i\frac{\varphi_2(\lambda)}{2}} \times \begin{pmatrix} e^{i\theta\lambda} - 1 \\ e^{i\theta\lambda} + 1 \end{pmatrix} \times a_1(\lambda)/2 \quad (4.112)$$

On retrouve bien le résultat que l'ensemble de la lumière ressort en voie croisée de l'interféromètre (respectivement en voie directe) pour un MZI équilibré ( $\theta=0$ ) (respectivement un MZI déphasé de  $\pi$ ),

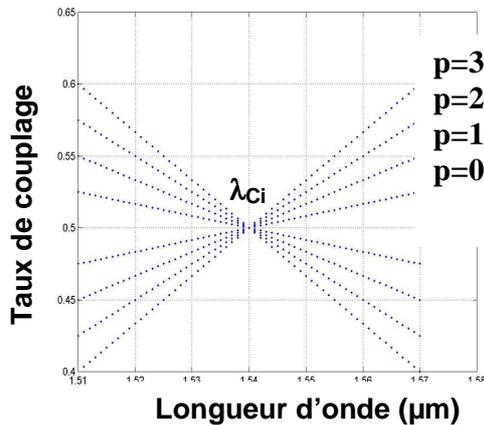
Le comportement particulier d'un interféromètre déphasé de  $\theta=\pi$  sera développé au paragraphe 4.2.6.

#### 4.2.2. Influence de l'achromaticité des coupleurs sur l'isolation en sortie

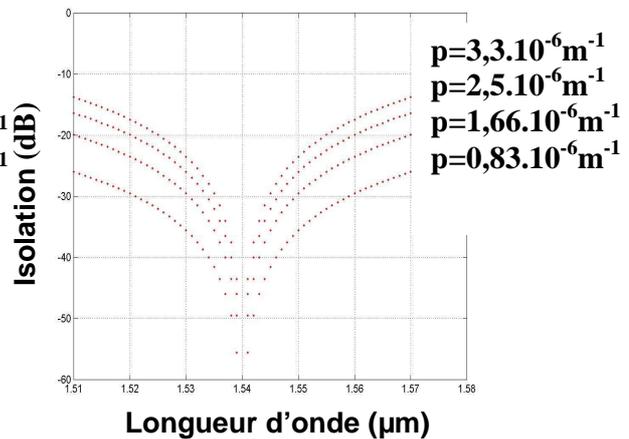
Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.1.4, les coupleurs ne sont jamais parfaitement 50/50 (c'est-à-dire  $\varphi_i \neq \pi/2$ ) sur une fenêtre spectrale de 30 nm. La modélisation permet

d'illustrer l'influence de cette achromaticité (Figure 68) sur l'isolation en sortie de l'interféromètre (Figure 69).

Dans cette étude, la partie centrale du Mach-Zehnder est parfaitement accordée ( $\theta=0$ ) et les deux coupleurs sont 50/50 à la même longueur d'onde.



**Figure 68 : Taux de couplage des coupleurs utilisés pour la modélisation**



**Figure 69 : Isolation entre les voies passantes du Mach-Zehnder en fonction l'achromaticité des coupleurs**

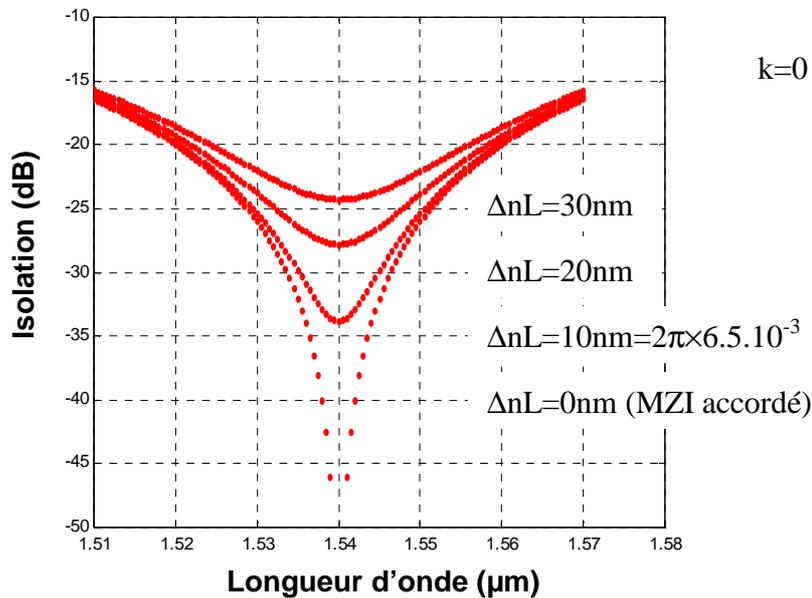
Comme on pouvait s'y attendre, l'achromaticité du Mach-Zehnder croît avec celle des coupleurs. En effet, si  $C_i \neq 0,5$  ( $\varphi_i \neq \pi/2$ ), la puissance de l'onde lumineuse dans les deux voies de sortie du coupleur (déphasée ou non de  $\pi/2$ ) est alors différente (4.100) ce qui engendre une visibilité des franges en sortie de l'interféromètre moins importante. L'isolation en sortie décroît donc fortement à des longueurs d'onde pour lesquelles le taux de partage des coupleurs est différente de 0,5. Pour les valeurs expérimentales d'achromaticité de nos coupleurs ( $p=2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ ), une isolation voie croisée/voie directe de 23 dB sur 30 nm [1530nm ;1560nm] peut être obtenue.

Remarque : Si les deux coupleurs ont des pentes d'achromaticité différentes  $p_1$  et  $p_2$ , l'isolation de l'interféromètre à une longueur d'onde donnée est équivalente à celle qui serait obtenue avec deux coupleurs identiques avec une pente d'achromaticité de valeur moyenne  $p=(p_1+p_2)/2$ .

Sauf indication contraire, les coupleurs modélisés par la suite auront une achromaticité de  $2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$  qui est typiquement de l'ordre de la valeur expérimentale mesurée sur nos coupleurs. Cette valeur, dépendant directement des valeurs des constantes de propagation locales des supermodes, est liée à la fois au profil des coupleurs effilés et à la géométrie de la fibre bicœur qui ne seront pas explicités plus en détail dans ce manuscrit.

### 4.2.3. Influence de la différence de chemin optique entre les bras de l'interféromètre sur l'isolation en sortie

Nous avons pu remarquer expérimentalement que l'isolation en sortie de l'interféromètre pour les longueurs d'onde proches de  $\lambda_c$  (creux du V) est très sensible à l'ajustement précis de sa phase  $\theta(\lambda)$  (c'est-à-dire la différence de chemin optique entre ses bras)). Dans le cas idéal de coupleurs achromatiques 50/50, la précision de cet ajustement serait très critique sur toute la fenêtre spectrale considérée. Cependant, pour des coupleurs dépendant en longueur d'onde, cette sensibilité à l'UV-Trimming est moins importante pour les longueurs d'onde éloignées de  $\lambda_c$  (Figure 70).

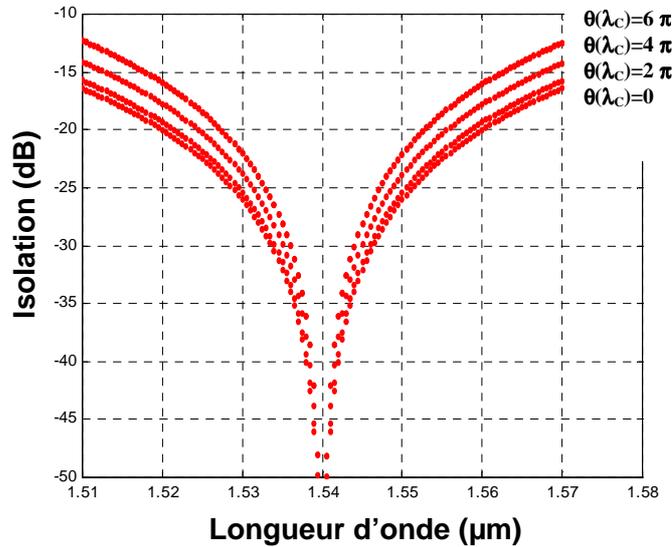


**Figure 70 : Isolation en fonction de la différence de chemin optique entre les deux bras du Mach-Zehnder pour des coupleurs ayant une achromaticité  $p_i=2.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$**

L'ajustement de l'UV-Trimming reste cependant une étape essentielle afin d'ajuster sur la bande spectrale considérée la phase d'un interféromètre de Mach-Zehnder, en général, fortement désaccordé ( $\Delta nL > 100\text{nm}$ ).

#### 4.2.4. Influence du nombre entier (k) de fois « 2π » avec lequel la phase du MZI est ajustée sur l'isolation en sortie

De la même manière, l'influence de k augmente sensiblement le caractère chromatique de l'isolation en sortie du MZI fabriqué avec les mêmes coupleurs qu'au 4.2.3 (Figure 71).



**Figure 71 : Comparaison des isolations entre les voies de sortie d'un MZI équilibré fabriqué avec des coupleurs chromatiques pour différentes valeurs de k**

Plus k augmente, plus l'achromaticité diminue, ce que l'on pouvait déduire de l'équation (4.109). En effet, la phase est accordée par UV-Trimming à  $\lambda_c$  :

$$\theta(\lambda_c) = \frac{2\pi\Delta nL}{\lambda_c} + 2\frac{\Delta nL_k}{\lambda_c}\pi = 0 \quad (4.113)$$

avec  $\Delta nL_k = k\lambda_c \quad (4.114)$

est la différence de chemin optique nécessaire pour accorder la phase du MZI à  $2k\pi$  près à  $\lambda_c$ . D'où, à  $\lambda \neq \lambda_c$  :

$$\theta(\lambda) = \frac{2\pi\Delta nL}{\lambda} + 2k\pi\frac{\lambda_c}{\lambda} \quad (4.115)$$

ce qui montre bien que l'isolation du MZI diminue avec k pour des coupleurs chromatiques.

#### 4.2.5. Influence de la différence de longueur d'onde de fonctionnement 50/50 du second coupleur (par rapport à celle du premier) sur l'isolation en sortie

L'influence de la différence de longueur d'onde de fonctionnement 50/50 des coupleurs revêt une importance non négligeable dans les valeurs de l'isolation pour une longueur d'onde donnée entre les voies de sortie de l'interféromètre (Figure 72). Ceci est surtout vrai près du point de fonctionnement du Mach-Zehnder (Zone B) mais relativement faible à 15 nm de cette longueur d'onde (Zone A).

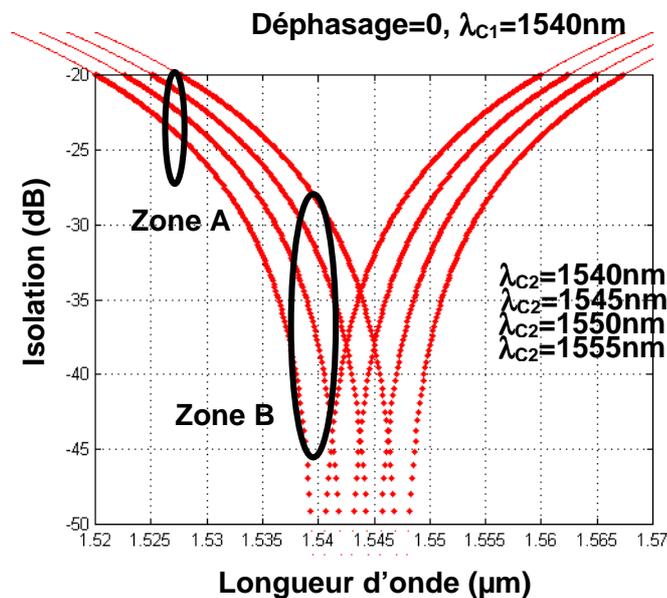


Figure 72 : isolation en fonction de l'écart en longueur d'onde de l'état 50/50 du second coupleur par rapport à celle du premier coupleur (= 1540 nm)

Remarque : Les spectres de la figure précédente sont identiques et seulement translatés en longueur d'onde les unes par rapport aux autres. En effet, seule la longueur d'onde moyenne des deux coupleurs joue un rôle sur l'isolation si l'évolution de l'achromaticité est linéaire en fonction de la longueur d'onde. Un coupleur 50/50 à  $\lambda_{C1}=1530\text{ nm}$  et un deuxième à  $\lambda_{C2}=1550\text{ nm}$  donnent un MZI avec une isolation strictement identique à celle d'un MZI constitué de deux coupleurs 50/50 à  $\lambda_C=1540\text{ nm}$ . Ceci peut être facilement retrouvé à partir de l'expression (4.111) avec  $\theta=0$  et  $\cos(\varphi_1/2)=\sin(\varphi_2)/2$  (car  $C_1(\lambda_C)=(1-C_2(\lambda_C))$ ).

#### 4.2.6. Comportement d'un Mach-Zehnder déphasé de $\pi$

Dans le but de réduire sensiblement l'influence de l'achromaticité des coupleurs, ce qui est le principal défaut des interféromètres de Mach-Zehnder pour notre type d'application,

plusieurs auteurs ont proposé d'ajouter une différence de phase de  $\theta=\pi$  entre les bras du Mach-Zehnder [118][119][120]. Comme expliqué précédemment, la voie de sortie optimisée est donc la voie directe. L'isolation voie directe/voie croisée est alors fortement améliorée en raison de la complémentarité parfaite des coupleurs. L'explication mathématique de ce phénomène provient directement de l'expression (4.111).

Si  $\lambda \neq \lambda_C$  et  $C_1(\lambda)=C_2(\lambda)=C(\lambda)$ , on déduit de cette équation:

$$a_3a_3^*=(1-C)-C^2 \text{ et } a_4a_4^*=(1-C) \times C \times 4 \text{ si } \theta=0 \quad (4.116)$$

$$a_3a_3^*=1 \text{ et } a_4a_4^*=0 \text{ si } \theta=\pi \quad (4.117)$$

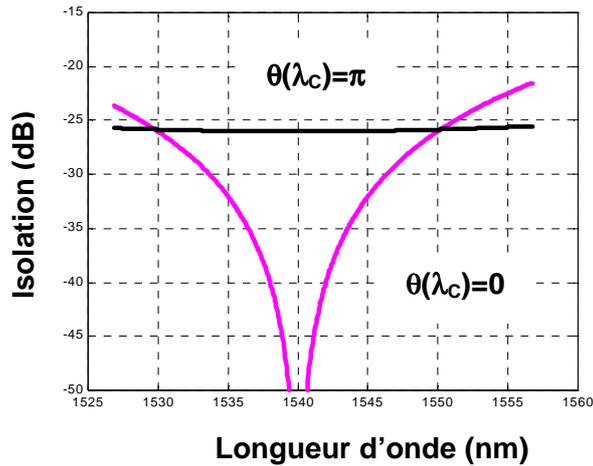
L'isolation théorique n'est cependant pas infiniment grande sur une bande spectrale de 30nm (remontée sur les bords) car  $\theta(\lambda)=\pi$  uniquement à  $\lambda_C$  (Figure 73).



**Figure 73 : Comparaison de l'isolation entre un MZI équilibré et une MZI déphasé de  $\pi$**

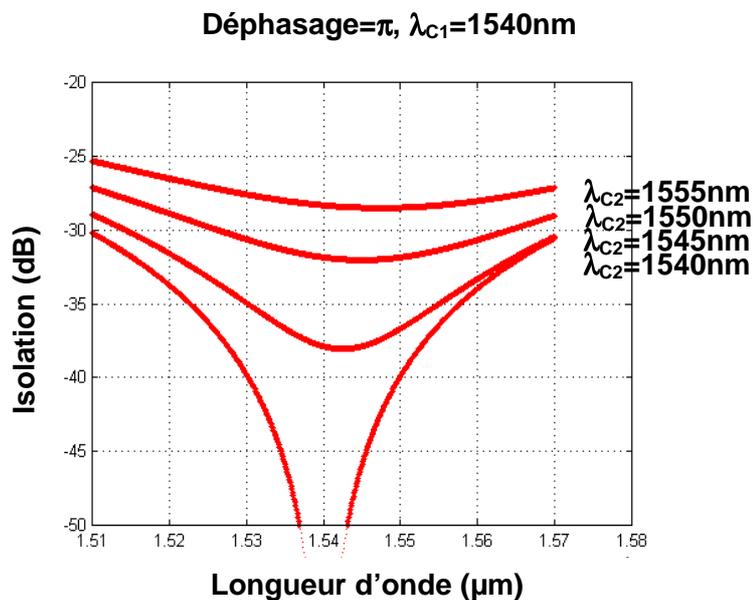
L'isolation maximum sur 30 nm entre les voies de sortie d'un MZI déphasé de  $\pi$  augmente de plus de 13 dB par rapport à celle d'un Mach-Zehnder équilibré ( $\varphi=0$ )

Dans le cas de  $\lambda_{Ci}$  différentes, ce déphasage de  $\pi$  permet de diminuer l'effet de l'achromaticité des coupleurs sur l'isolation en sortie du MZI.



**Figure 74 : Comparaison de l'isolation entre un MZI équilibré et une MZI déphasé de  $\pi$  avec  $\lambda_{c1}-\lambda_{c2}=20\text{nm}$**

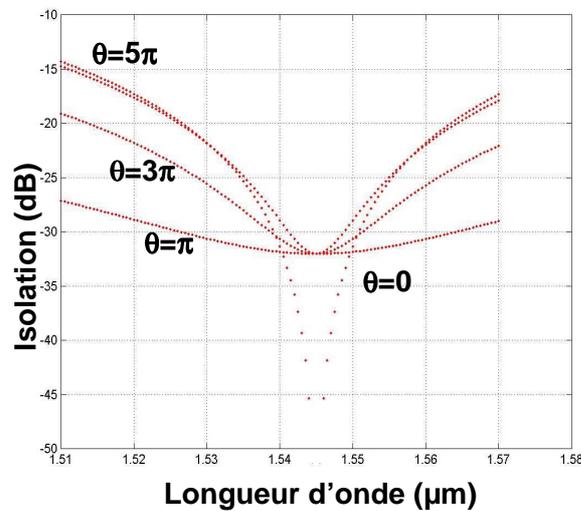
Comme nous pouvons le constater ci-dessous (Figure 75), l'achromaticité des MZI déphasés de  $\pi$  dépend donc fortement de la différence entre les longueurs d'onde 50/50 de ses coupleurs.



**Figure 75 : Isolation en sortie du Mach-Zehnder en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de  $\Delta\lambda_c$**

Enfin, comme pour le MZI équilibré (Figure 71) et pour les mêmes raisons (équation (4.113)), l'influence du nombre  $k$  de fois  $2\pi$  avec lequel la phase de l'interféromètre déphasé de  $\pi$  est ajustée est relativement importante en vue d'avoir une réponse spectrale de l'isolation en

sortie du Mach-Zehnder relativement plate sur une bande spectrale de 30 nm. L'illustration de ce phénomène est montrée ci-dessous (Figure 76)



**Figure 76 : Comparaison des isolations entre les voies de sortie d'un MZI déphasé de  $\pi$  composé de coupleurs chromatiques pour différentes valeurs de  $k$**

Finalement, nous pouvons conclure qu'un Mach-Zehnder déphasé de  $\pi$  semble avoir des performances très intéressantes en vue d'aiguiller des informations sans pertes sur des plages de longueurs d'onde relativement importantes. Nous retiendrons donc cette structure pour réaliser le MZI-MIE en essayant de diminuer la différence de longueur d'onde 50/50 entre les coupleurs afin d'obtenir des isolations supérieures à 30 dB sur une bande spectrale de 30 nm.

### 4.3. Modélisation du Multiplexeur Insertion-Extraction (MIE) sur un Interféromètre de Mach-Zehnder

#### 4.3.1. Présentation de l'étude

Le principe de fonctionnement du MIE est illustré en Figure 77. Deux réseaux de Bragg sont photoinscrits dans la partie centrale de l'interféromètre décrit au paragraphe 4.2. Grâce au déphasage de  $\pi/2$  induit par chaque coupleur 3 dB, la longueur d'onde de Bragg insérée en entrée est extraite en port 2 après avoir été réfléchi par les réseaux alors que les longueurs d'onde non réfléchies ressortent en port 4 comme expliqué précédemment. De manière symétrique, la longueur d'onde de Bragg insérée en port 3 est extraite en port 4 et s'ajoute alors à celles provenant du port 1.

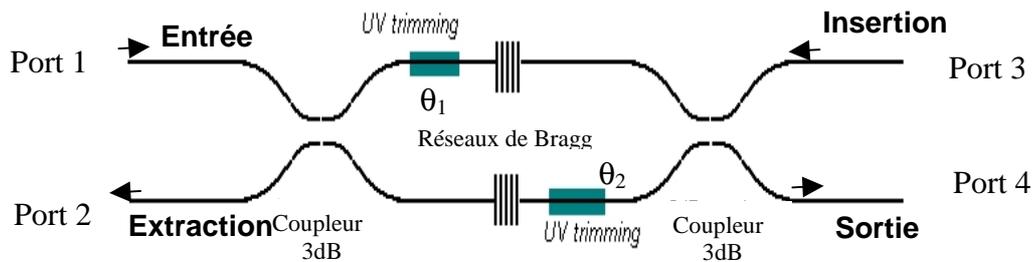


Figure 77 : Schéma du Multiplexeur insertion-extraction sur fibre bicœur

Les amplitudes des champs en sortie d'un MIE sont obtenues en remplaçant la matrice correspondant à la partie centrale du Mach-Zehnder de l'équation (4.110) par une nouvelle matrice qui intègre les fonctions de transfert relatives aux deux réseaux de Bragg apodisés :

En transmission :

$$\begin{pmatrix} t_1(\lambda)_e^{i\theta(\lambda)} & 0 \\ 0 & t_2(\lambda) \end{pmatrix} \quad (4.118)$$

En réflexion :

$$\begin{pmatrix} r_1(\lambda)_e^{i\theta(\lambda)} & 0 \\ 0 & r_2(\lambda) \end{pmatrix} \quad (4.119)$$

Voie croisée/voie directe

Extraction/retour sur la voie d'entrée

Le déphasage total du MIE à une longueur d'onde donnée  $\Delta\phi(\lambda)$  devient alors la somme du déphasage lié à la différence de chemin optique entre les bras du Mach-Zehnder en

transmission ( $\theta_T$ ) ou en réflexion ( $\theta_R$ ) et de celui lié à la différence de phase des réseaux  $\Delta\varphi_G(\lambda)=\varphi_{G1}(\lambda)-\varphi_{G2}(\lambda)$  :

$$\Delta\varphi_{R/T}(\lambda)=\theta_{R/T}(\lambda)+\Delta\varphi_G(\lambda) \quad (4.120)$$

Le MIE serait théoriquement bien équilibré si les isolations en réflexion et en transmission étaient optimisées c'est-à-dire respectivement :

$$\Delta\varphi_R(\lambda_B)= 2k\pi \quad (4.121)$$

$$\Delta\varphi_T(\Sigma\lambda-\lambda_B)=2k\pi \quad (4.122)$$

Nous allons voir que ces conditions idéales ( $\Delta\varphi_G(\lambda)=0$ ,  $\varphi_1=\varphi_2=\pi/2$ ,  $\Delta nL=0$ , ...) ne peuvent évidemment pas être atteintes en pratique mais que des compromis très intéressants peuvent cependant être trouvés en optimisant les conditions expérimentales. Les études ci-dessous montrent l'effet des différents paramètres du MIE-MZI sur les spectres en sortie. Les paramètres propres au MZI ont été explicités précédemment (page 96).

Les paramètres variables des réseaux sont :

$\lambda_{B1}, \lambda_{B2}$  : Longueur d'onde de Bragg respective des réseaux 1 et 2 :

$[(\lambda_{B1}, \lambda_{B2})=(\Lambda \times neff1, \Lambda \times neff2), (\Delta neff=10^{-5} \Rightarrow \Delta\lambda_B \approx 10\text{pm})]$

$L_{B1}, L_{B2}$  : Longueur respective des réseaux 1 et 2

$\Delta n_1, \Delta n_2$  : Amplitude de l'enveloppe de modulation d'indice respective des réseaux 1 et 2.

$F_1, F_2$  : Forme d'apodisation respective des réseaux 1 et 2

En plus d'avoir des bandes spectrales extraites équivalentes à celles des réseaux de Bragg classiques, le MZI-MIE doit aussi avoir, comme caractéristiques spécifiques, un faible Signal en Retour sur la Voie d'Entrée (SRVE) à la fois pour la lumière insérée en port 1 et en port 3. Les fonctions insertion et extraction seront alors automatiquement optimisées. Cependant, des SRVE trop élevés pourront être évités grâce à l'ajout d'isolateurs. La troisième isolation à optimiser sera celle entre les voies passantes (port 3/ port 4). La difficulté dans la réalisation du composant sera d'optimiser l'ensemble de ces trois paramètres.

Après avoir illustré les spectres en sortie d'un composant ayant les paramètres théoriques idéaux au paragraphe 4.3.2, nous parlerons de l'influence du déphasage induit par les réseaux de Bragg sur les lobes du spectre en réflexion (4.3.3.1) et sur la fonction insertion

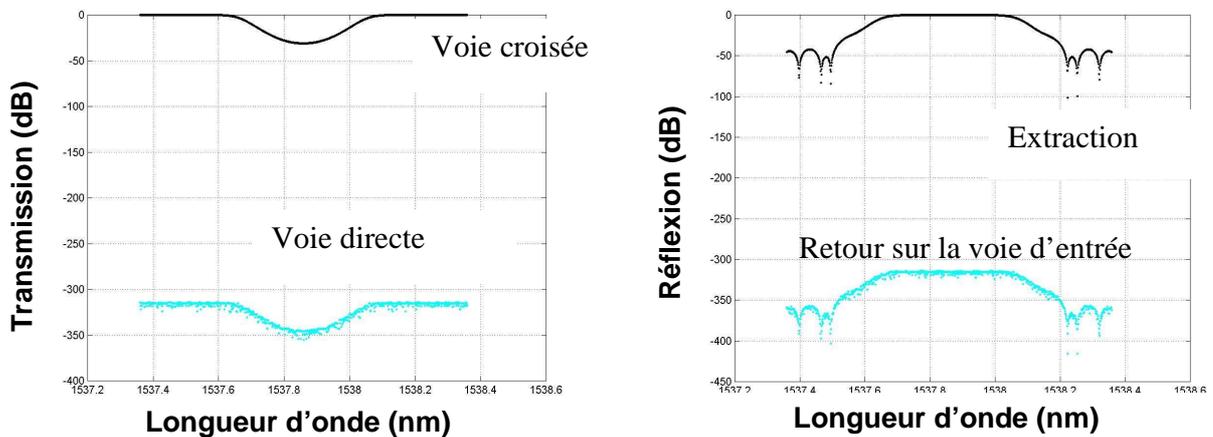
(4.3.3.2). L'influence de l'achromaticité des coupleurs sur les spectres en réflexion sera ensuite discutée au paragraphe 4.3.4.

Tous les résultats obtenus dans ce paragraphe, qui concerne principalement l'étude des spectres de la bande de réjection, s'appliquent à la fois pour les MZI équilibrés et ceux déphasés de  $\pi$ .

### 4.3.2. Cas idéal

Le cas idéal (Figure 78) constitue la limite théorique des performances du composant dans le cas de coupleurs 50/50 achromatiques, de réseaux strictement identiques et avec un équilibrage parfait de l'interféromètre.

$\lambda_{B1}=\lambda_{B2}=\lambda_{C1}=\lambda_{C2}$  ,  $L_{B1}=L_{B2}=13$  mm ,  $\Delta n_1=\Delta n_2$  ,  $F_1=F_2$ =Gaussienne ,  $Dt=0$  ;  $p_1=p_2=0$  nm<sup>-1</sup>



**Figure 78 : Spectres des voies de sortie du MIE avec des paramètres idéaux**

Nous pouvons remarquer que, dans ce cas, les formes des spectres en réflexion (et en transmission) sont identiques. L'isolation entre les voies, théoriquement infinie dans ce cas, est limitée à 300 dB en raison de problèmes de convergence et d'arrondis dans les calculs liés au logiciel utilisé.

Les spectres en sortie des voies principales du MIE (voie croisée, extraction et insertion) ne sont pas plus difficiles à obtenir que lors de la fabrication d'un réseau de Bragg classique. Les problèmes spécifiques au MIE et plus difficiles à résoudre seront la minimisation de la puissance dans les voies parasites (SRVEinsertion, SRVEextraction, voie directe). Le but de cette étude sera de mieux comprendre l'influence des paramètres du MIE sur la puissance de ces voies afin de les diminuer.

### 4.3.3. Influence du déphasage induit par des réseaux différents

#### 4.3.3.1. Influence du déphasage induit par des réseaux différents sur les lobes du spectre du SRVE

Nous avons remarqué expérimentalement que la réalisation de réseaux de Bragg identiques est primordiale en vue de réaliser un Multiplexeur Insertion-Extraction répondant à de bonnes spécifications. En particulier, il s'est avéré que plus les réseaux sont différents, plus le niveau des lobes du spectre en réflexion est élevé. L'explication physique de ce phénomène provient de l'influence du déphasage entre les réseaux dû à une différence de caractéristiques des réseaux (longueur d'onde de Bragg, largeur spectrale du spectre réfléchi...). D'après (4.120), ce désaccord de phase, qui peut être très élevé sur les flans du spectre du réseau (Figure 80), entraîne un déséquilibre de l'interféromètre pour les longueurs d'onde correspondantes.

En effet, pour des réseaux légèrement différents, le retour de puissance sur la voie d'entrée serait théoriquement nul avec des coupleurs 50/50 à la longueur d'onde de Bragg si le déphasage entre les réseaux n'était pas pris en compte (Figure 79a). Pratiquement, ce déphasage existe et est la cause de l'intensité lumineuse parasite réfléchie sur la voie d'entrée (Figure 79b). L'interféromètre doit alors être rééquilibré par UV-Trimming ( $\theta_{R/T}$ ) pour retrouver de bonnes caractéristiques (Figure 79c).

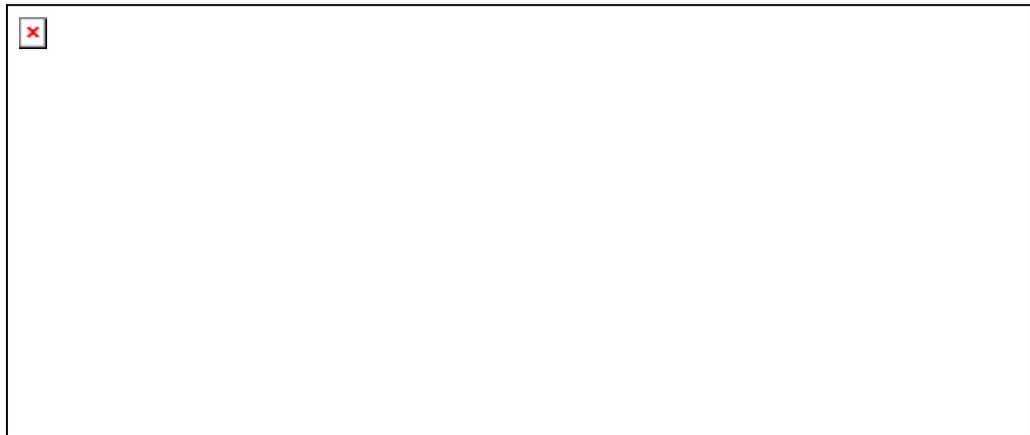


**Figure 79: Réponse du MIE en fonction de la phase ;**

**1/Voie croisée, 2/Extraction, 3/Voie directe, 4/SRVE**

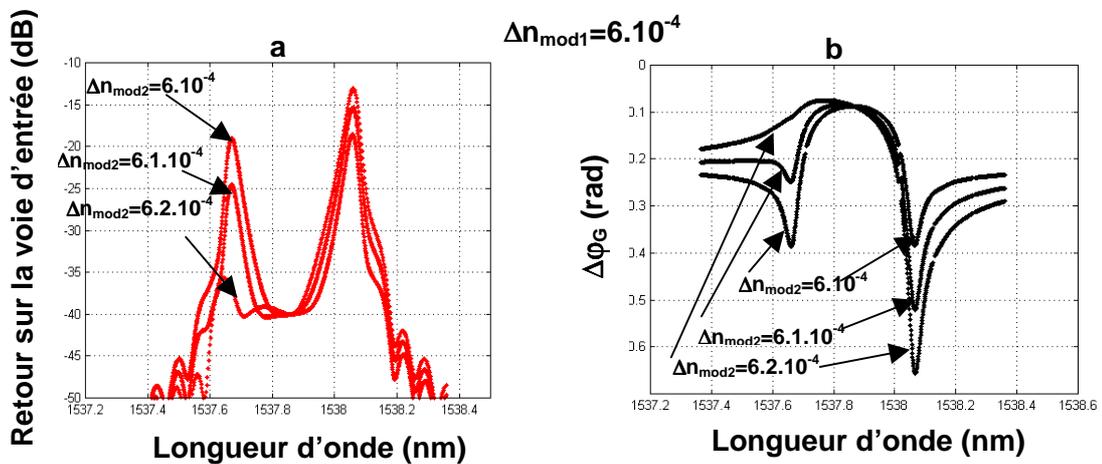
Si les réseaux de Bragg sont légèrement différents, leur désaccord de phase dépend de la longueur d'onde de résonance (Figure 80) alors que celui lié à l'UV-Trimming est quasiment achromatique. C'est la raison pour laquelle les remontées de lobes du spectres du SRVE ne disparaissent pas complètement même si l'interféromètre est parfaitement accordé pour la

longueur d'onde de Bragg ( $\Delta\varphi(\lambda_B)=0$ ). Ces lobes sont la conséquence des fortes valeurs de variations de  $\Delta\varphi$  ( $\Delta(\Delta\varphi)$ ) près de  $\lambda_B$  (Figure 80).



**Figure 80: Désaccord de phase entre deux réseaux différents en indice**

La dissymétrie de  $\Delta\varphi_G$  du spectre de la Figure 80 est induite par la différence d'amplitude de modulation d'indice ( $\Delta n_{\text{mod}}$ ) entre les réseaux. Pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment, cela génère une dissymétrie du spectre du SRVE. L'évolution de ce spectre en fonction de l'amplitude de modulation d'indice est illustrée en Figure 81 (les autres paramètres des réseaux restant égaux).

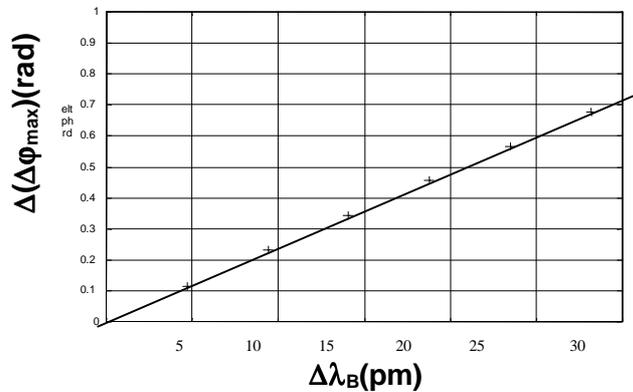


**Figure 81: Influence de la différence d'amplitudes d'indice modulé sur la symétrie :**

**a/du spectre de la puissance en retour sur la voie d'entrée**

**b/du spectre du déphasage des réseaux de Bragg**

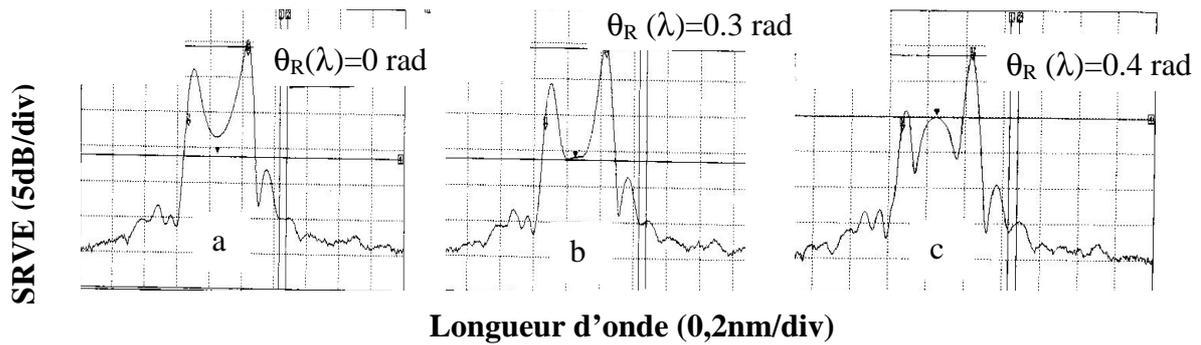
Pour  $\Delta n_{\text{mod}2}=6.2.10^{-4}$ , un des lobes du spectre du SRVE a quasiment disparu à une longueur d'onde pour laquelle le  $|\Delta(\Delta\phi)|$  est très faible. En fait,  $|\Delta(\Delta\phi_{\text{max}})|$  est le paramètre pertinent à minimiser pour obtenir de faibles lobes. Sur la Figure 82, nous pouvons voir que  $|\Delta(\Delta\phi_{\text{max}})|$  augmente linéairement avec  $\Delta\lambda_B$ .



**Figure 82: Différence maximale de déphasage des réseaux de Bragg en fonction de leur différence de longueur d'onde de Bragg**

Nous pouvons en conclure qu'il est nécessaire de réduire la différence de longueur d'onde entre les réseaux pour obtenir un MIE ayant de bonnes performances avec de faibles remontées de lobes sur le spectre du SRVE.

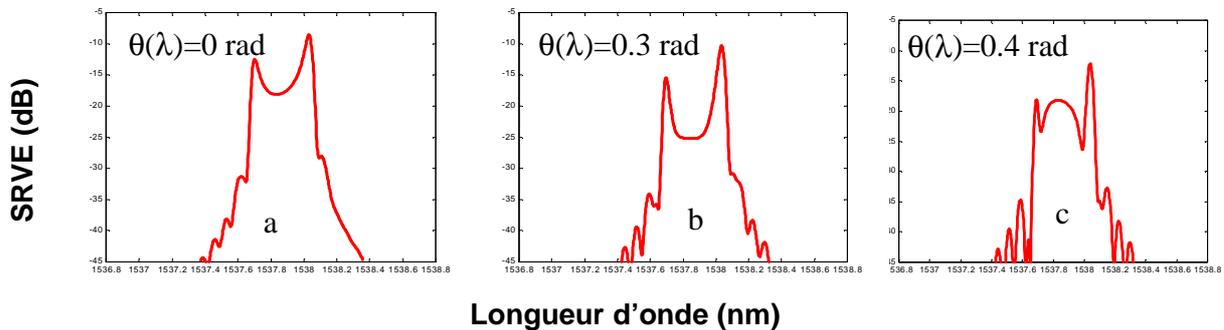
L'évolution du spectre du SRVE en fonction de l'UV-Trimming peut aussi être déduit de cette analyse. Avant UV-Trimming ( $\theta_R(\lambda)=0$ ), ce signal n'est pas minimum (Figure 83a) à cause du désaccord de phase engendré par les réseaux ( $\Delta\phi_G(\lambda)\neq 0$ , Figure 80). Avec un UV-Trimming approprié (i.e  $\theta(\lambda)=0.3$  rad pour le désaccord de phase typique de la Figure 80), le retour de la longueur d'onde de Bragg sur la voie d'entrée est minimum (Figure 83b). L'intensité de ce signal recommence à augmenter si l'UV-Trimming se poursuit ( $\theta(\lambda)>0.3$  rad) vu que le SRVE ( $\lambda_B$ ) augmente avec  $|\Delta\phi_G(\lambda_B)|$ . Des minima du SRVE apparaissent alors pour deux longueurs d'onde proches de  $\lambda_B$  (pour lesquelles  $\Delta\phi=0$ ) et le niveau des lobes du SRVE diminue (Figure 83c).



**Figure 83 : Spectre mesuré de la puissance lumineuse en retour sur la voie d'entrée pour différents UV-Trimming**

$$a/\Delta\phi_R(\lambda_B)=\Delta\phi_G(\lambda_B)=-0.3\text{rad}, b/\Delta\phi_R(\lambda_B)=0.3\text{rad}+\Delta\phi_G(\lambda_B)=0, c/\Delta\phi_R(\lambda_B)=0.4\text{rad}+\Delta\phi_G(\lambda_B)=0.1\text{rad}$$

Cela confirme le fait que la forme du spectre de  $\Delta\phi(\lambda)$  dicte l'évolution du spectre du SRVE pendant l'UV-Trimming. Ces spectres expérimentaux peuvent être relativement bien retrouvés par la modélisation (Figure 84).



**Figure 84: Spectre modélisé de la puissance lumineuse en retour sur la voie d'entrée pour différents UV-Trimming**

$$a/\Delta\phi_R(\lambda_B)=\Delta\phi_G(\lambda_B)=-0.3\text{rad}, b/\Delta\phi_R(\lambda_B)=0.3\text{rad}+\Delta\phi_G(\lambda_B)=0, c/\Delta\phi_R(\lambda_B)=0.4\text{rad}+\Delta\phi_G(\lambda_B)=0.1\text{rad}$$

Afin de faire correspondre ces spectres théoriques avec les graphes expérimentaux de la Figure 83 ( $SRVE(\lambda_B) \neq 0$ ), il est nécessaire de fixer les longueurs d'onde 50/50 des coupleurs et la longueur d'onde de Bragg (respectivement  $\lambda_C$  &  $\lambda_B$ ) légèrement différentes. En effet, nous verrons en 4.3.4 que  $SRVE(\lambda_B)$  est fonction de  $\lambda_B - \lambda_C$ .

### 4.3.3.2. Influence du déphasage induit par des réseaux différents sur le SRVEinsertion

Nous avons vu que lorsque les réseaux sont légèrement déphasés, la valeur de leur déphasage  $|\Delta\phi_G|$  est plus faible à  $\lambda_B$  qu'à  $\lambda_{\text{Outband}}$  où le SRVE et l'isolation en sortie doivent respectivement être ajustés (Figure 80). Donc, d'après (4.120), deux UV-Trimming différents ( $\theta_R \neq \theta_T$ ) seraient nécessaires pour, à la fois, diminuer le  $\text{SRVE}_{\text{extraction}}$  et le  $\text{SRVE}_{\text{insertion}}$  d'une part et améliorer les isolations entre les voies transmises du composant d'autre part (pour avoir respectivement  $\Delta\phi_R=0$  et  $\Delta\phi_T=0$ ). Or, ceci est impossible car, pratiquement, nous avons obligatoirement  $\theta_T=\theta_1+\theta_2=\theta_{R1}/2+\theta_{R2}/2=\theta_R$ . L'ajustement exact de ces trois interféromètres ( $\theta_{R1}$ ,  $\theta_{R2}$ ,  $\theta_T$ ) avec uniquement deux UV-Trimming ( $\theta_1$  et  $\theta_2$ ) sera donc impossible et fera donc l'objet de compromis (Figure 85).

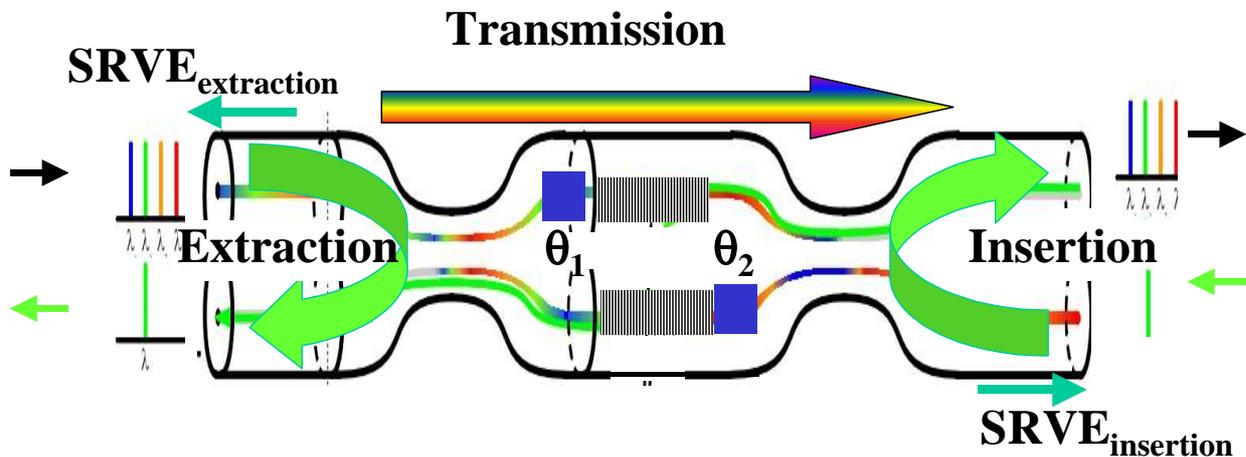
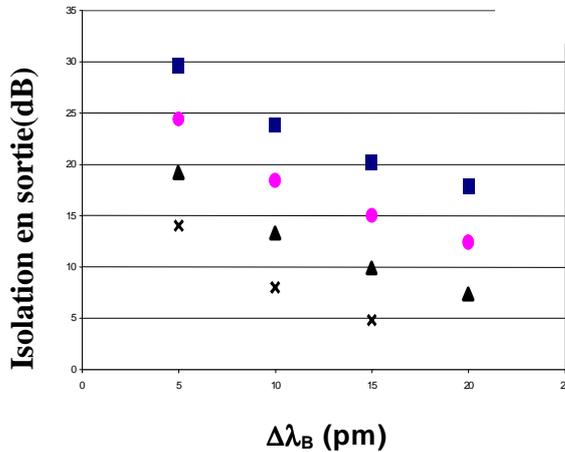


Figure 85 : Schéma des trois interféromètres à ajuster dans le MZI-MIE

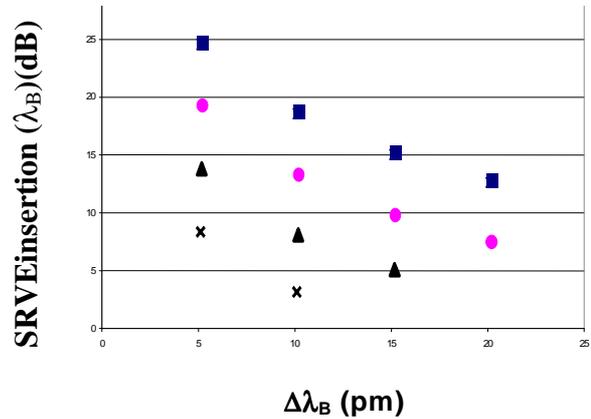
Le déphasage induit par le réseau en transmission ( $\Delta\phi_G(\lambda_{\text{Outband}})$ ) n'est donc pas exactement compensé par le déphasage induit par l'UV-Trimming qui ajuste les deux SRVE ( $=\Delta\phi_G(\lambda_B)$ ). De plus, cette différence de déphasage  $\Delta(\Delta\phi)$  ( $=|\Delta\phi_G(\lambda_B)-\Delta\phi_G(\lambda_{\text{Outband}})|$ ) augmente avec  $\Delta\lambda_B$  comme  $\Delta(\Delta\phi)_{\text{max}}$  (Figure 82). Donc, lorsque les deux SRVE sont minimisés à  $\lambda_B$  par UV-Trimming ( $\theta_{R1}=\theta_{R2}=\Delta\phi_G(\lambda_B)$ ), l'isolation entre les voies passantes est d'autant plus dégradée que  $\Delta(\Delta\phi)$  est important (i.e  $\Delta\lambda_B$  important) (Figure 86).

Il est toutefois possible d'avoir à la fois une bonne isolation entre les voies passantes (c'est-à-dire  $\theta_T$  optimisé) et un bas niveau de SRVE pour le côté "extraction" (c'est-à-dire  $\theta_{R1}$  optimisé). Cependant, le SRVE côté « insertion » est alors négligé ( $\theta_{R2}=2\Delta\phi_G(\lambda_{\text{Outband}})-\Delta\phi_G(\lambda_B)\neq\Delta\phi_G(\lambda_B)$ ) (Figure 87).

- Composant pour réseaux 200 GHz
- Composant pour réseaux 100 GHz
- ▲ Composant pour réseaux 50 GHz
- × Composant pour réseaux 25 GHz



**Figure 86: Isolation en sortie si les SRVEinsertion et SRVEextraction sont optimisés à  $\lambda_B$**



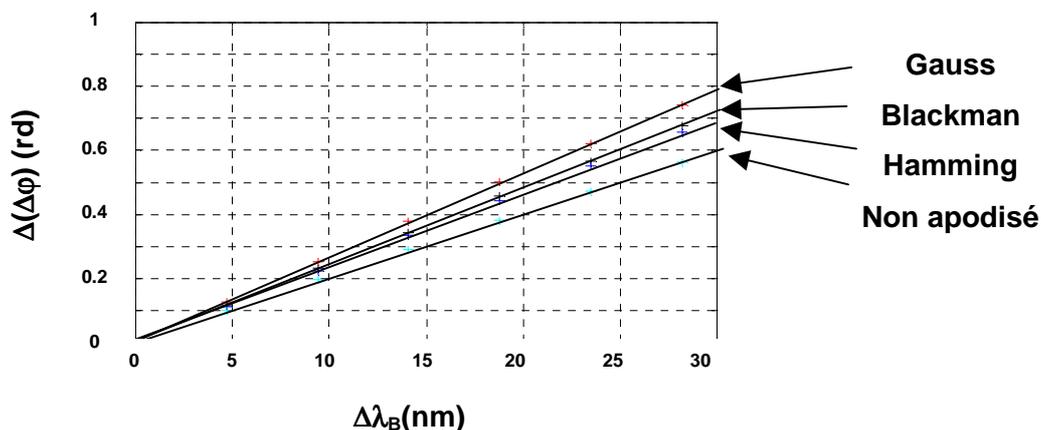
**Figure 87: SRVEinsertion( $\lambda_B$ ) si SRVEextraction( $\lambda_B$ ) et l'isolation en sortie sont optimisés**

Nous pouvons conclure de cette étude que, comme pour minimiser les lobes du spectre du SRVE (Paragraphe 4.3.4),  $\Delta(\Delta\phi)$  est aussi le paramètre à diminuer pour obtenir un MIE avec un faible SRVE côté « insertion ».

Cette étude est essentielle dans le but de savoir si les spécifications demandées pour le composant par les clients sont atteignables ou non. Il sera par exemple difficile d'avoir des isolations en réflexion (coté insertion et extraction) et en transmission supérieures à 30 dB pour un MIE intégrant un réseau DWDM d'espacement intercanaux de 50 GHz s'il n'est pas possible de photoincrire les deux réseaux avec  $\Delta\lambda_B < 10$  pm de manière reproductible. Cependant, cela sera envisageable si les spécifications demandées sont moins contraignantes (isolation en réflexion de 15dB, par exemple) ou pour un composant fonctionnant dans les réseaux de type « 200 GHz ». Dans tous les cas, la valeur de  $\Delta\lambda_B$  doit être la plus faible possible.

Il faut cependant garder à l'esprit que certaines applications nécessitent uniquement un MIE 3 ports (sans fonction insertion) ou un MIE 4 ports avec aucune contrainte sur la valeur des SRVE. Dans tous ces cas, le composant étudié ici sera tout à fait adapté.

Enfin, nous avons essayé de voir s'il existait une apodisation optimale pour minimiser le paramètre  $\Delta(\Delta\varphi)$ . Son évolution en fonction de  $\Delta\lambda_B$  est tracée pour des réseaux similaires ( $R=30$  dB,  $\Delta\lambda=0.4$  nm @ -3 dB) pour différentes fonctions d'apodisation des réseaux de Bragg (Figure 88).



**Figure 88: Différence de déphasage des réseaux à  $\lambda_B$  et à  $\lambda \neq \lambda_B$  en fonction de leur différence d'indice moyen pour plusieurs fonctions d'apodisation**

Il en résulte que moins les réseaux sont apodisés (plus ils sont courts pour une réflectivité donnée), plus la valeur de  $\Delta(\Delta\varphi)$  est faible.

Cependant, la variation de  $\Delta(\Delta\varphi)$  pour différents profils d'amplitude d'indice est négligeable comparée à l'influence de  $\Delta\lambda_B$  illustrée en Figure 82. On peut donc conclure qu'il n'y a pas véritablement de fonction d'apodisation des spectres des réseaux de Bragg spécifique qui permettrait d'améliorer sensiblement les caractéristiques du MIE. Nous apodiserons donc les réseaux des MIE avec les mêmes fonctions que les réseaux simples utilisés dans les réseaux DWDM.

#### **4.3.4. Influence de l'achromaticité des coupleurs sur les spectres dans la bande de réjection.**

##### **4.3.4.1. Influence de l'achromaticité des coupleurs sur le SRVE ( $\lambda_{B1}=\lambda_{B2}$ )**

La valeur des pentes d'achromaticité des coupleurs réalisés expérimentalement [ $p_1=p_2=2,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$ ] joue un rôle important, non seulement sur l'isolation en sortie pour les voies passantes (voir paragraphe 4.2.2) mais aussi sur la bande de réjection de l'onde

réfléchi. En effet, dans le cas de longueur d'onde de Bragg ( $\lambda_B$ ) et longueur d'onde 50/50 des coupleurs ( $\lambda_C$ ) différentes, la dépendance en longueur d'onde des coupleurs induit (d'après l'équation (4.103)) :

$$\varphi(\lambda_B) \neq \pi/2 \quad (4.123)$$

D'après (4.110) et (4.119), ceci entraîne une forte remontée du niveau du Signal en Retour sur la Voie d'Entrée et sur la voie directe. L'influence de cette différence de longueur d'onde  $|\lambda_B - \lambda_C|$  sur les spectres de la bande de réjection en transmission et en réflexion est illustrée ci-après (Figure 89).



**Figure 89 : Spectres en transmission et réflexion avec une achromaticité de coupleur de  $2.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$  pour  $\lambda_{C1} = \lambda_B$  et  $\lambda_{C1} \neq \lambda_B$**

Nous pouvons remarquer que les différentes isolations sont supérieures à 50dB si les réseaux sont centrés sur la longueur d'onde 50/50 des coupleurs. Une forte valeur des pentes d'achromaticité  $p_1$  et  $p_2$  n'est donc pas un facteur limitant les isolations du MIE si  $\lambda_C$  est égale à  $\lambda_B$  car  $\varphi(\lambda_B)$  sera toujours très proche de  $\pi/2$ .

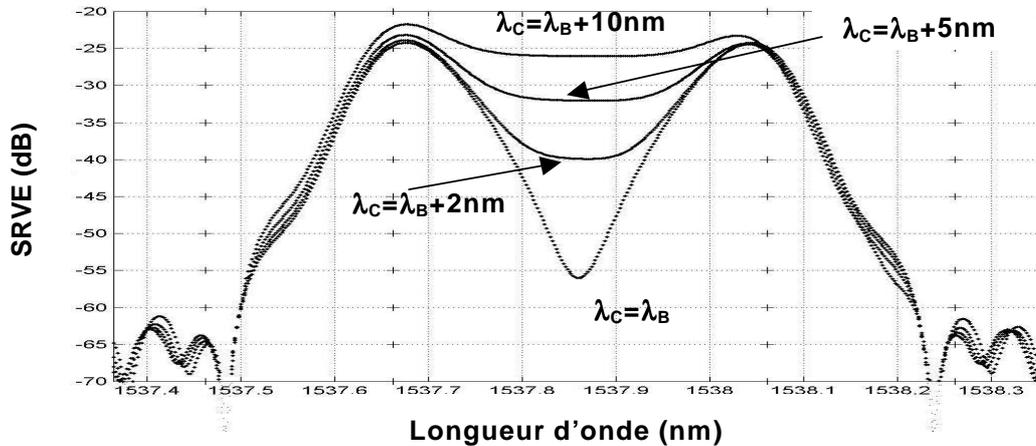
Par contre, l'effet de l'achromaticité des coupleurs sur les spectres en sortie est forcément beaucoup plus grand si  $\lambda_{Ci} \neq \lambda_B$  (c'est-à-dire  $\varphi(\lambda_B) \neq \pi/2$ ).

#### **4.3.4.2. Influence de l'achromaticité des coupleurs sur le SRVE à la longueur d'onde de Bragg si $\lambda_{B1} \neq \lambda_{B2}$**

Comme nous venons de le voir, la correspondance entre les longueurs d'onde 50/50 des coupleurs et la longueur d'onde de Bragg est relativement importante pour un bon équilibrage du Mach-Zehnder dans la bande de réjection. Pour des réseaux légèrement décalés en longueur d'onde de Bragg, une mauvaise correspondance de ces longueurs

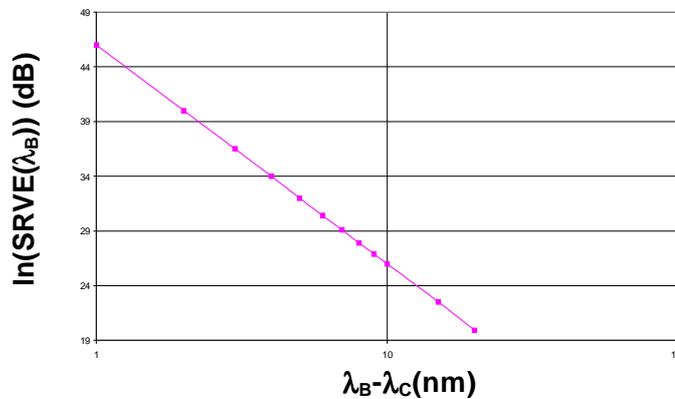
d'onde se traduit, pour les mêmes raisons, par une remontée de la puissance du signal en retour sur la voie d'entrée à la longueur d'onde de Bragg.

Ce phénomène est illustré ci-après pour différentes valeurs de  $\lambda_B - \lambda_C$  (Figure 90). Ces courbes sont en bon accord avec celles obtenues expérimentalement.



**Figure 90 : Influence de la différence entre les longueurs d'onde de Bragg et longueur d'onde 50/50 des coupleurs sur le SRVE avec  $\Delta\lambda_B=15\text{pm}$**

On remarque que l'évolution du logarithme népérien de  $\text{SRVE}(\lambda_B)$  en fonction de  $(\lambda_B - \lambda_C)$  est



linéaire (Figure 91) :

**Figure 91 :  $\text{SRVE}(\lambda_B)$  en fonction de l'écart entre la longueur d'onde de Bragg et la longueur d'onde 50/50 des coupleurs**

Ceci s'explique à partir des équations (4.103), (4.110), (4.119).

La puissance lumineuse  $P=aa^*$  du SRVE parfaitement équilibré ( $\theta=0$ ) est égale à :

$$\text{SRVE}(\lambda) = |C_1(\lambda)(R_1(\lambda) - R_2(\lambda)) + ((2C_1(\lambda) - 1)R_2(\lambda))|^2 \quad (4.124)$$

Proche de  $\lambda_B$ ,  $R_1 \approx R_2 \approx 1$ , d'où

$$SRVE(\lambda)=|(2C_1(\lambda)-1)|^2 \quad (4.125)$$

D'après l'équation (4.108), on a :

$$SRVE(\lambda_B)=|2p_1(\lambda_B-\lambda_C)| \quad (4.126)$$

On retrouve donc la linéarité illustrée en Figure 91 :

### 4.3.5. Analyse et conclusion

Tous les résultats de cette étude ont été retrouvés expérimentalement.

#### 4.3.5.1. Modélisation du Mach-Zehnder

Le paramètre qui semble le plus sensible sur l'isolation des voies en sortie du Mach-Zehnder équilibré ( $\theta=0$ ) est **l'achromaticité des coupleurs**. Avec la valeur de l'achromaticité expérimentale de nos coupleurs, une isolation supérieure à 23 dB sur 30 nm peut être obtenue. Il faudrait une achromaticité 4 fois plus faible pour avoir une isolation supérieure à 30 dB. Cependant, l'influence de l'achromaticité des coupleurs peut être grandement diminuée en déphasant de  $\pi$  la phase du MZI grâce à l'UV-Trimming sur l'un des bras. Un déphasage de  $\pi$  du composant améliore fortement l'isolation minimale sur 30 nm du même composant (36 dB sur 30 nm).

Dans les deux cas ( $\theta=0$  et  $\theta=\pi$ ), il est important d'**accorder la phase du MZI à  $2\pi$  près**. Il est possible de perdre près de 5 dB d'isolation sur les bords de la bande spectrale aiguillée entre les voies de sortie si le composant est ajusté à plus de  $2k\pi$  près.

Enfin, pour les composants accordés avec une phase de  $\pi$ , **la différence de longueurs d'onde 50/50 des coupleurs** doit rester dans une plage de 10 nm pour que la valeur de l'isolation entre les deux bras de sortie de l'interféromètre puisse répondre aux spécifications requises. Dans le cas d'un MZI équilibré, il faut simplement prendre en compte que l'isolation est décalée en longueur d'onde par rapport à un MZI ayant des longueurs d'onde de couplage 50/50 égales. Cette isolation est maximale à la longueur d'onde de couplage 50/50 moyenne de ses deux coupleurs.

#### 4.3.5.2. Modélisation du MIE

Le désaccord de phase entre les réseaux différents joue un rôle essentiel dans la qualité des spectres en sortie du MIE.

**Le déphasage induit par la différence d'indice effectif des 2 réseaux** est sans doute le paramètre le plus critique. La valeur moyenne des remontées des deux lobes secondaires

du SRVE est en effet directement liée à ce déphasage. De plus, cette différence de longueur d'onde de Bragg induite limite les isolations voie croisée/voie directe et SRVE/Extraction ( $\Delta\lambda_B=10$  pm limite à 20 dB,  $\Delta\lambda_B=5$  pm limite à 30 dB pour des réseaux de type 100 GHz (12 mm)). Cependant, on peut optimiser une des deux isolations en ajustant la phase du Mach-Zehnder de manière non symétrique ( $\theta_{1\neq}\theta_2$ ) par UV-Trimming. La seconde isolation (SRVE/extraction côté « insertion ») est alors dégradée. Ceci provient du fait que le déphasage  $\Delta\phi_G$  induit par les réseaux à  $\lambda_B$  (longueur d'onde à laquelle est ajusté le SRVE) et à 15 nm de  $\lambda_B$  (longueur d'onde à laquelle est ajustée l'isolation voie croisée/voie directe) est différent. Ceci est d'autant plus critique que le  $\Delta n_{\text{eff}}$  entre les deux réseaux est grand. Ces effets sont nettement affaiblis si le réseau est moins long (type 200 GHz (6 mm)).

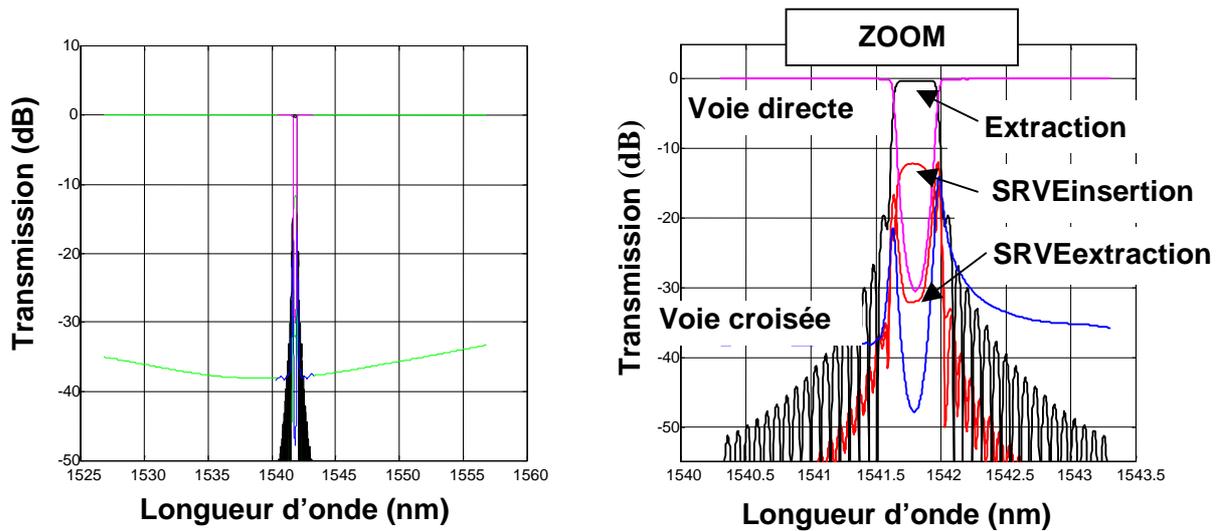
De même, **le déphasage induit par la différence de  $\Delta n_{\text{mod}}$  entre les deux réseaux** joue un grand rôle dans la symétrie des lobes du SRVE. Une valeur de  $\Delta(\Delta n_{\text{mod}})=10^{-5}$  (c'est-à-dire une différence de largeur spectrale à 3 dB du pic de 7 pm entre les deux réseaux) peut augmenter le niveau du signal d'un lobe de près de 5 dB. (par rapport à des réseaux identiques).

En ce qui concerne **les formes d'apodisation**, il n'y a pas de courbe d'enveloppe d'indice modulé spécifique pour le MIE. L'apodisation optimale est la même que celle des réseaux simples.

De plus, cette étude nous a permis de comprendre et modéliser **l'évolution du SRVE lors de l'UV-Trimming** avec une assez bonne précision.

Enfin, **l'achromaticité des coupleurs** peut aussi être un facteur limitant dans la bande de réjection dès que les longueurs d'onde de Bragg et des coupleurs diffèrent sensiblement (10 nm). De même, cette différence entre les longueurs d'onde 50/50 des coupleurs et la longueur d'onde de Bragg augmente le niveau minimum du SRVE à  $\lambda_B$  si les réseaux ont une longueur d'onde de Bragg différentes.

Le graphe ci-dessous représente le type de graphe obtenu pour un MIE basé sur un MZI déphasé de  $\pi$  avec des caractéristiques de réseaux relativement proches des (meilleures) réalisations expérimentales (Figure 92).



**Figure 92 : Spectre obtenu par la modélisation en sortie d'un composant compatible avec les réseaux 100 GHz pour des valeurs de paramètres expérimentaux typiques (coupleurs, réseaux, interféromètre déphasé de  $\pi$ )**

Les caractéristiques des voies parasites du MIE optimisées ici sont le SRVEextraction (<30dB@ $\lambda_B$ ) et l'isolation entre les voies passantes du MZI (>35dB). Le SRVEinsertion est négligé (12dB). Il serait cependant possible de mieux optimiser cette valeur en dégradant légèrement celles des deux autres voies. Dans le cas d'une valeur de SRVE est trop importante pour certaines applications, il est toujours possible d'insérer un isolateur.

### 4.3.6. Tableau récapitulatif de l'influence de chaque paramètre du MIE-MZI

Il est difficile de conclure de manière quantitative sur l'ensemble de cette étude du fait du grand nombre de paramètres qui interfèrent et ont des effets notables sur les spectres en sortie de le MIE. Un tableau récapitulatif de l'influence des différents paramètres est tout de même accessible ci-après. Il suffira alors de choisir les paramètres du MIE en fonction des spécifications demandées pour le composant.

Paramètres	Valeur exp	Agit sur :	Criticité val exp	Commentaires
achromaticité coupleurs ( $p$ )	$2.5 \cdot 10^{-6} \text{m}^{-1}$	Isolation sur 30nm	++ si $\varphi=0$ - si $\varphi=\pi$	Joue aussi sur le SRVE( $\lambda_B$ ) si $\lambda_C - \lambda_B \neq 0$ (*)
$\lambda_C - \lambda_B$	<10nm	SRVE à $\lambda_B$	++	* Augmente l'effet de $p$ sur SRVE( $\lambda_B$ )
Déphasage < $2\pi$	$\approx 0$	Isolation sur 30nm	-	Ajustable à volonté avec UV-Trimming
Déphasage(k) > $2\pi$	$k \leq 0.5$	Isolation sur 30nm	--	Très bons résultats avec $k=0.5$ (phase de $\pi$ )
$\lambda_{C1} - \lambda_{C2}$	<10nm	Isolation sur 30nm	0	Isolation diminue et devient achromatique si $\Delta\lambda_C \uparrow$ avec $k=0.5$
$\Delta(\Delta n_{\text{moy}})$ ou $\lambda_{B1} - \lambda_{B2}$	<15pm	-Remontée des lobes du SRVE -Optimisation simultanée des SRVE/isolation	+++ (MIE symétrique)  + (insertion négligée)	Influence $\uparrow$ si $L_{RB} \uparrow$ Valeur souhaitée pour composant type 100GHz symétrique : <10pm
$\Delta(\Delta n_{\text{mod}})$ ou $\Delta(\Delta\lambda @ 3\text{dB})$	<30pm	Dissymétrie du SRVE	++	Valeur souhaitée : $\Delta(\Delta\lambda @ 3\text{dB}) < 15\text{pm}$
apodisation	gauss	Apodisation extraction	--	Pas d'apodisation spécifique pour le MIE

**Tableau 4 : Tableau récapitulatif de l'influence de chaque paramètre**

Bien d'autres composants à bases d'interféromètre de Mach-Zehnder en fibre bicoeur peuvent être envisageables. En particulier, certaines fonctions optiques fabriquées avec un circulateur et un réseau de Bragg chirpé peuvent être avantageusement réalisées avec ce

type de module. Les premiers résultats issus de la modélisation concernant les caractéristiques d'un compensateur de dispersion chromatique, d'un filtre large bande et de réseau à faible dispersion sur MZI sont très prometteurs.

## **4.4. Reconstruction de la dispersion des réseaux de Bragg du MZI-MIE à partir de ses spectres en réflexion**

### **4.4.1. Introduction**

Dans le but de retrouver la dispersion de réseaux de Bragg, de récentes études ont montré que la reconstruction de la phase pouvait être obtenue à partir des spectres en réflexion [121] Cependant, la méthode n'est pas parfaite et des limitations sont apparues lors de la réalisation des réseaux expérimentaux [122]. La phase peut aussi être reconstruite à partir des figures d'interférence entre le signal réfléchi par un miroir non-dispersif et celui réfléchi par le réseau de Bragg dispersif [123]. Des montages plus complexes sont aussi réalisés pour caractériser le retard en fonction de la longueur d'onde [124].

L'étude réalisée en 4.3 a clairement fait apparaître que le signal en retour sur la voie d'entrée d'un MIE-MZI est relié à la phase des réseaux photoinscrits  $\phi_G$ . Cette propriété nous a incité à étudier la possibilité de se servir de ce spectre en réflexion pour retrouver directement leur dispersion (qui est proportionnelle à  $d^2\phi_G/d\lambda^2$ ). Cette étude permet de proposer une méthode de mesure de cette dispersion sans avoir à utiliser de montage annexe complexe et/ou coûteux [125].

### **4.4.2. Modélisation de la reconstruction de la dispersion du signal extrait à partir des spectres en réflexion**

Nous allons expliciter dans ce paragraphe le lien mathématique entre le spectre du signal en retour sur la voie d'entrée du MZI-MIE et la dispersion moyenne des réseaux insérés.

D'après (4.124) et en posant :

$$R_1(\lambda) - R_2(\lambda) = \frac{dR(\lambda)}{d\lambda} d\lambda \quad (4.127)$$

(Vrai dans le cas de deux réseaux identiques en amplitude de modulation et légèrement décalés en indice moyen), on obtient pour un MZI équilibré :

$$SRVE(\lambda) = \left| C(\lambda) \frac{dR(\lambda)}{d\lambda} + (2C(\lambda) - 1) R(\lambda) \frac{dR(\lambda)}{d\lambda} \right|^2 \quad (4.128)$$

En séparant les termes de phase et de module des réseaux (notation complexe) :

$$R_1(\lambda) = R_2(\lambda) = R(\lambda) = |R(\lambda)| e^{i\varphi_G(\lambda)} \quad (4.129)$$

On a alors :

$$SRVE(\lambda) = \left| (1 - C(\lambda)) \left( \frac{d|R(\lambda)|}{d\lambda} + i \frac{d\varphi_G(\lambda)}{d\lambda} |R(\lambda)| \right) \Delta\lambda + (2C(\lambda) - 1) |R(\lambda)| \right|^2 \quad (4.130)$$

ce qui permet de retrouver l'expression de la dérivée de la phase d'un réseau en fonction du SRVE( $\lambda$ ):

$$\frac{d\varphi_G(\lambda)}{d\lambda} = \frac{\sqrt{(SRVE(\lambda) - ((1 - C(\lambda)) \frac{d|R(\lambda)|}{d\lambda} \Delta\lambda + (2C(\lambda) - 1) |R(\lambda)|)^2)}}{(1 - C(\lambda)) |R(\lambda)| \Delta\lambda} \quad (4.131)$$

De même, il est possible de trouver une relation similaire à l'équation (4.124) concernant la Puissance lumineuse EXtraite (PEX) du MIE:

$$PEX(\lambda) = C(\lambda)(1 - C(\lambda)) |R_1(\lambda) + R_2(\lambda)|^2 \quad (4.132)$$

Avec l'aide de (4.127) et (4.129), on peut alors aussi relier cette puissance à la phase des réseaux :

$$PEX(\lambda) = C(\lambda)(1 - C(\lambda)) \left[ \left( \frac{d|R(\lambda)|}{d\lambda} \right)^2 \Delta\lambda^2 - 4 |R(\lambda)| \frac{d|R(\lambda)|}{d\lambda} \Delta\lambda + 4 |R(\lambda)|^2 + |R(\lambda)|^2 \Delta\lambda^2 \left( \frac{d\varphi_G(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \right] \quad (4.133)$$

Grâce à l'équation (4.131), il est possible d'obtenir une équation différentielle en R( $\lambda$ ) :

$$\frac{d|R(\lambda)|^2}{d\lambda} = \frac{4C(\lambda) - 3}{(1 - C(\lambda))^2 \Delta\lambda} |R(\lambda)|^2 + \frac{PEX(\lambda) - SRVE(\lambda)}{(1 - C(\lambda)) C(\lambda) (1 - C(\lambda))^2 \Delta\lambda} \quad (4.134)$$

Après résolution, on obtient R( $\lambda$ ) et  $\frac{dR(\lambda)}{d\lambda}$  en fonction du signal dans les voies réfléchies du MIE (PEX( $\lambda$ ) et SRVE( $\lambda$ )), du coefficient de couplage du premier coupleur (C( $\lambda$ )) et de la

différence de longueur d'onde de Bragg entre les réseaux ( $\Delta\lambda$ ). Avec (4.131), on a alors la phase moyenne des réseaux  $\varphi_G$  en fonction de paramètres connus.

Le retard

$$\text{delay}(\lambda) = \frac{d\varphi_G(\lambda)}{d\omega} \quad (4.135)$$

ainsi que la dispersion

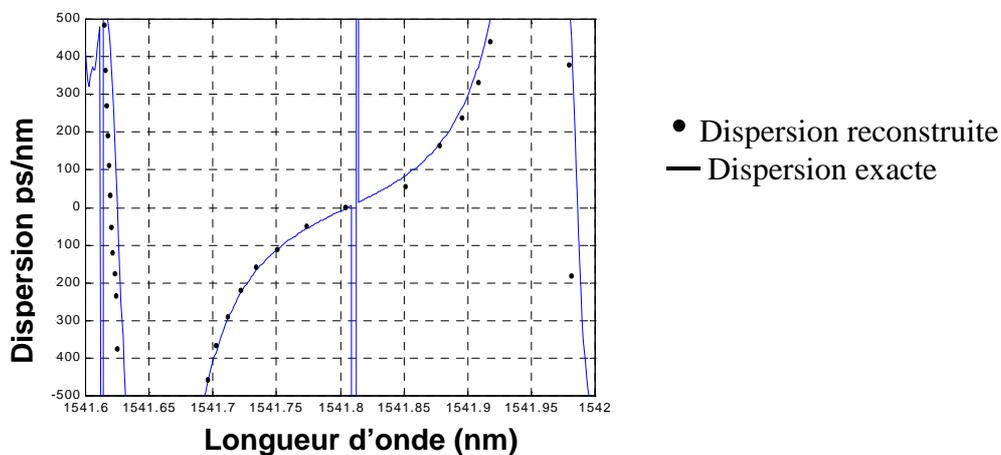
$$\text{disp}(\lambda) = \frac{d(\text{delay}(\lambda))}{d\lambda} \quad (4.136)$$

sont alors accessibles et dépendent des mêmes paramètres.

### 4.4.3. Résultats

#### 4.4.3.1. Résultat de la modélisation

La dispersion reconstruite à partir des spectres en réflexion modélisés du MIE (par la méthode précédente) est comparée à la dispersion théorique calculée à partir du terme de phase des réseaux (Figure 93).



**Figure 93 : Comparaison entre la valeur de dispersion reconstruite à partir des amplitudes des spectres en réflexion d'un réseau de Bragg avec sa valeur théorique**

La correspondance entre les deux courbes est quasiment parfaite dans la fenêtre en longueur d'onde réfléchi par le réseaux de Bragg. Cela confirme la validité de la méthode même si on peut remarquer que de faibles imprécisions sur le calcul (comme une mauvaise méthode de résolution de l'équation différentielle (4.134) par exemple) perturbent assez

sensiblement le spectre de dispersion reconstruit. Cet aspect critique nécessitera de prendre des précautions lors du lissage des courbes expérimentales.

#### 4.4.3.2. Résultats expérimentaux

L'étape suivante a été de comparer le retard et la dispersion des réseaux retrouvés à partir de la méthode précédemment expliquée avec les valeurs expérimentales correspondantes. Les spectres en réflexion (Figure 94) ainsi que la dispersion et le retard induit par les réseaux sont obtenus avec une résolution de 1,6 pm sur une fenêtre de 1 nm.

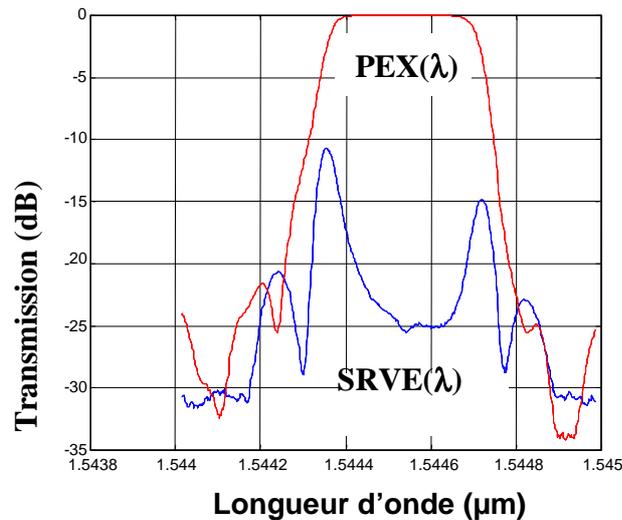


Figure 94 : Spectre expérimental en réflexion du MIE

Le composant testé doit donc être parfaitement équilibré en réflexion pour satisfaire l'équation de départ (4.124). La résolution ainsi que le bruit de mesure doit être le plus faible possible pour avoir une précision sur les mesures de retard et dispersion reconstruits relativement en accord avec les mesures expérimentales. En effet, la dispersion étant fonction de la dérivée du SRVE, la moindre imperfection de ce dernier peut engendrer de fortes perturbations sur la valeur de la dispersion obtenue. Comme nous l'avons vu, ces valeurs sont fonction de la différence de longueurs d'onde de Bragg entre les deux réseaux (voir paragraphe 4.4.2). Les valeurs de retard retrouvées par la modélisation à partir des spectres expérimentaux en réflexion du composant sont donc liées à cette différence (Figure 95).

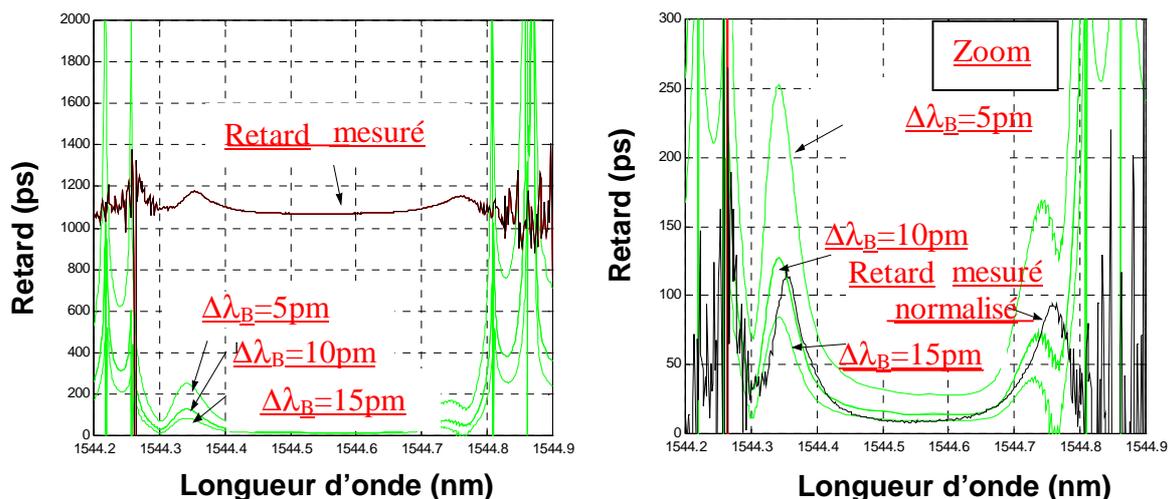


Figure 95 : Retard reconstruit à partir des spectres expérimentaux du MIE en réflexion pour différentes valeurs de différence de longueurs d'onde de Bragg entre les réseaux

De même pour les valeurs de dispersion des réseaux de Bragg, on obtient (Figure 96) :

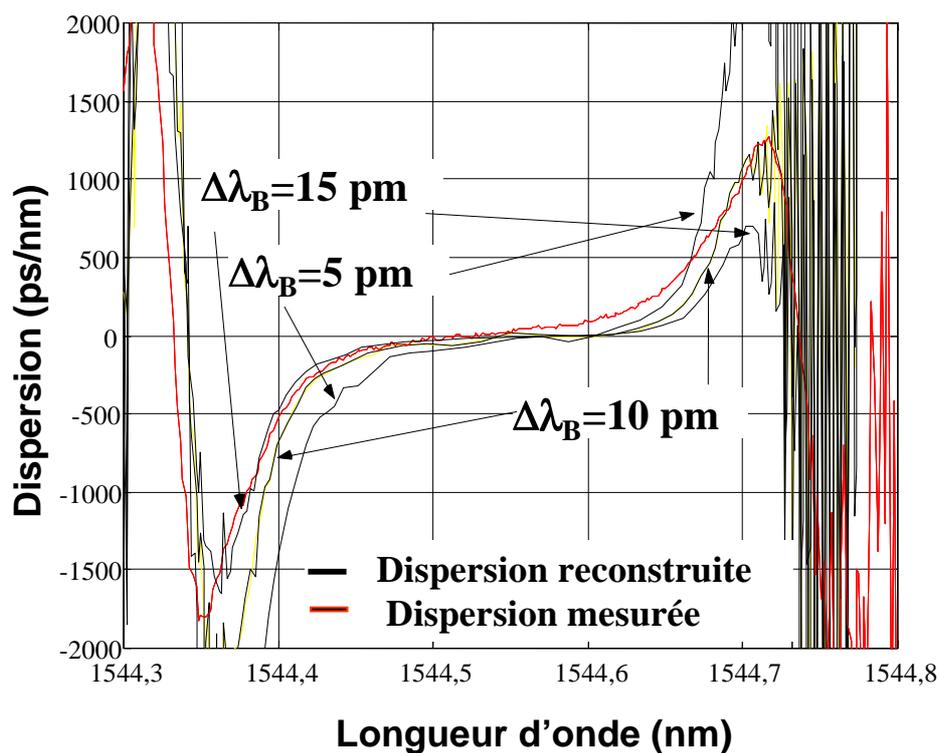


Figure 96 : Dispersion reconstruite à partir des spectres expérimentaux du MIE en réflexion pour différentes valeurs de différence de longueurs d'onde de Bragg entre les réseaux

On peut remarquer que les valeurs de retard et de dispersion mesurées sont relativement en accord avec les valeurs reconstruites. Cependant, la grande sensibilité de cette méthode à

toutes les légères imperfections des spectres expérimentaux rend difficile la détermination de la valeur exacte de la dispersion par cette méthode. De plus, la différence précise entre les longueurs d'onde de Bragg est impossible à mesurer sur un MIE dès que les coupleurs sont fabriqués et peut varier sensiblement par rapport à la valeur mesurée après la photoinscription des réseaux (voir paragraphe 2.1.5). Cette inconnue supplémentaire est un autre frein à la reconstruction de la dispersion via cette méthode. C'est en fait le procédé inverse (retrouver la différence des longueurs d'onde de Bragg des réseaux d'un MIE à l'aide de la dispersion moyenne de ses réseaux) qui pourrait être mis en œuvre.

## **4.5. Réalisation d'un multiplexeur Insertion-Extraction sur interféromètre de Mach-Zehnder réalisé en fibre bicœur**

Nous allons brièvement décrire dans ce paragraphe les trois étapes du procédé de fabrication du MIE-MZI sur fibre bicœur avant de commenter les résultats expérimentaux obtenus [111].

### **4.5.1. Photoinscription sur fibre bicœur**

La première étape de la fabrication du MIE consiste à photoincrire deux réseaux de Bragg les plus identiques possible sur chaque cœur de la fibre bicœur. La fibre doit être dans un premier temps hydrogénée dans le but d'augmenter sensiblement sa photosensibilité à la lumière UV. Ceci est nécessaire pour créer les perturbations d'indice du réseau de Bragg. Ensuite, la fibre est placée sur le montage de photoinscription par masque de phase classique. Le maintien de la fibre est assuré par des rainures en U qui immobilisent la fibre parallèlement au masque de phase. L'insolation des deux réseaux se fait successivement pour des raisons de reproductibilité et d'identité des deux réseaux. Les essais effectués de photoinscription simultanée des deux cœurs n'ont pas été probants. En effet, cette méthode nécessite la défocalisation du faisceau ce qui demande une puissance laser excessive ou un temps de réalisation rédhibitoire. En vue de photoincrire les cœurs successivement, le faisceau est focalisé dans le sens vertical pour obtenir une taille de waist sur la fibre assez grand pour insoler le cœur et la gaine photosensible sans être trop important pour perturber le deuxième cœur. Le déplacement du faisceau d'un cœur à l'autre s'effectue grâce à la translation verticale de la lentille de focalisation.

L'apodisation des réseaux se fait par une méthode de brouillage des franges par un module piézo-électrique. Le niveau d'intensité des lobes parasites du spectre en réflexion peut alors être diminué pour être de l'ordre de 30 dB. Le suivi de la photoinscription s'effectue à l'aide

d'une source large bande et d'un analyseur de spectre. La fibre bicœur est reliée à un éclateur qui permet d'injecter indifféremment dans chaque cœur.

En vue d'obtenir un composant compatible avec les réseaux de transmission d'espacement intercanaux de 100 GHz, l'objectif est de fabriquer deux réseaux ayant un pic en réflexion de largeur à mi-hauteur de 0.4 nm avec une extinction supérieure à 30 dB. D'après la modélisation, l'écart en longueur d'onde de Bragg entre les deux réseaux et leur différence de largeur à mi-hauteur doivent être les plus faibles possibles (respectivement <10 pm et <15 pm) pour avoir des performances permettant de satisfaire les spécifications de ce type de composant.

Cependant, la fibre peut avoir des différences d'indices de cœurs pouvant créer une différence de longueur d'onde de Bragg des réseaux tout en engendrant une modulation d'indice identique. Il est alors nécessaire d'insoler le réseau réfléchissant la longueur d'onde la plus faible avec le faisceau UV sans interférence pour augmenter son indice moyen. Ce processus, appelé UV-Trimming des réseaux, est stoppé lorsque les deux spectres sont parfaitement identiques.

La maîtrise de la tenue en longueur d'onde des réseaux UV-Trimnés après la désorption de l'hydrogène et le vieillissement est primordial en vue de garder de bonnes caractéristiques du composant. Les études effectuées en (2.1.5) ont en effet montré que les réseaux UV-Trimnés évoluaient différemment dans le temps par rapport aux réseaux non UV-Trimnés. L'étape d'UV-Trimming doit donc prendre en compte ce paramètre en créant une différence entre les longueurs d'onde de Bragg initiales dans le but de retrouver des réseaux identiques après la désorption de l'hydrogène et le vieillissement. La complexité de cette optimisation nous a plutôt guidé vers l'amélioration de la fibre (identité des cœurs) qui a permis de nous passer de l'UV-Trimming des réseaux lors de la réalisation de ce MIE-MZI.

#### **4.5.2. Fabrication de l'interféromètre avec la fibre photoinscrite**

L'interféromètre de Mach-Zehnder est fabriqué en réalisant deux coupleurs 50/50 de part et d'autre de la partie photoinscrite. La fusion-étirage du premier coupleur se déroule suivant la méthode décrite au paragraphe 4.1.4. Cependant, la caractérisation du second coupleur s'avère plus complexe du fait que la lumière ne puisse pas être injectée dans un seul bras (le premier coupleur l'a divisée équitablement sur ses deux bras d'entrée). De ce fait, il est impossible de vérifier la réponse spectrale du second coupleur qui est donc réalisé « en aveugle » ce qui peut être très pénalisant pour optimiser les performances globales de l'interféromètre.

Une méthode pour caractériser ce second coupleur a alors été mis en œuvre. L'idée est de photoinscrire un réseau sur un seul des deux bras de l'interféromètre. La longueur d'onde de

Bragg est alors passante à 100% dans le bras non photoinscrit et 100% réfléchi dans l'autre. La caractérisation en sortie du composant à la longueur d'onde de Bragg (qui arrive donc sur le deuxième coupleur uniquement par un bras) permet alors de caractériser le second coupleur.

Par cette méthode, nous avons pu constater que sa longueur d'onde de couplage 50/50 différait sensiblement de celle du premier coupleur. La différence de fabrication résidait uniquement dans l'absence de recuit thermique avant la fusion pour le second coupleur. Ce recuit avait pour but à l'origine de diminuer les contraintes de la fibre en vue d'introduire moins de pertes lors de la fusion du premier coupleur. L'ajout d'un recuit sur le second coupleur n'a pas amélioré la reproductibilité du procédé. Cependant, grâce à un meilleur alignement du banc, il a été possible de supprimer le recuit du premier coupleur sans créer plus de pertes. Cette démarche nous a permis de fabriquer deux coupleurs quasiment identiques ( $\Delta\lambda_c < 15$  nm). Les performances des MIE se sont alors fortement améliorées.

### **4.5.3. Equilibrage des bras du Mach-Zehnder par UV-Trimming**

Après la fusion-étirage des deux coupleurs sur la fibre photoinscrite, l'interféromètre de Mach-Zehnder ainsi créé est alors aléatoirement déséquilibré à cause des imperfections inévitables des réseaux et/ou des coupleurs. L'ajustement de la phase par UV-Trimming sur un des bras de l'interféromètre est alors nécessaire à la fois pour obtenir une bonne isolation entre les deux voies en transmission pour les longueurs d'onde passantes et des bonnes extraction et insertion pour la lumière réfléchi par les réseaux. Comme nous l'avons étudié dans la partie modélisation, si de bonnes performances des fonctions extraction et insertion sont facilement atteignables, il est plus difficile, en pratique, de minimiser parfaitement à la fois les deux SRVE (coté extraction et coté insertion) et l'isolation en transmission dès que les longueurs d'onde de Bragg des réseaux sont légèrement différentes. Il est alors nécessaire de choisir les voies à optimiser suivant les spécifications demandées tout en sachant que l'ajout d'un isolateur, pour stopper toutes lumières parasites revenant sur l'entrée, est toujours possible.

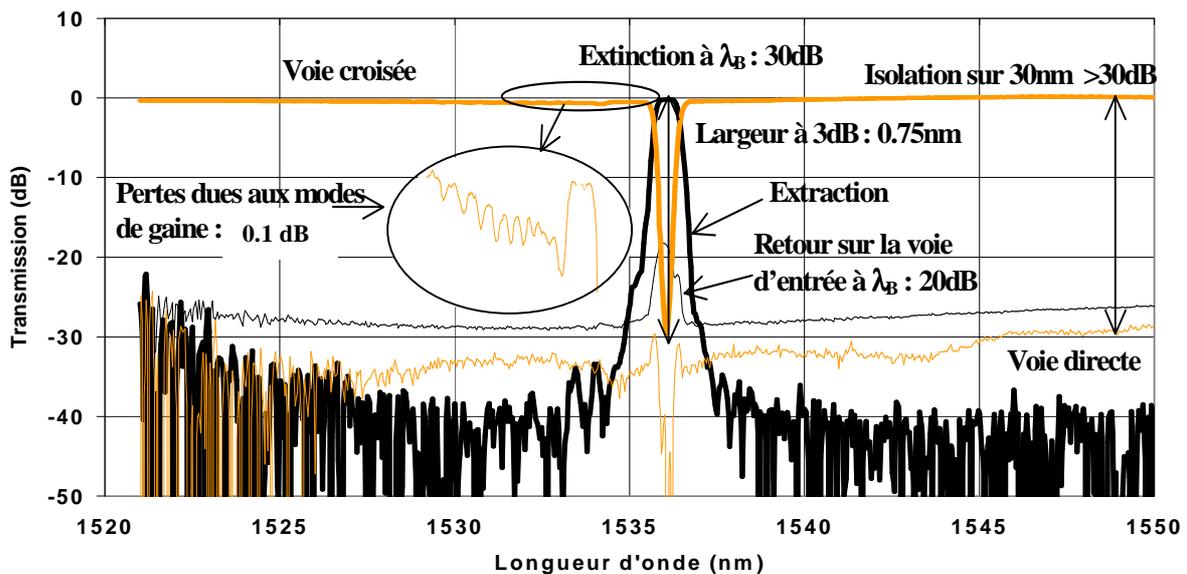
L'évolution du spectre du SRVE pendant l'UV-Trimming a été illustrée en Figure 83.

### **4.5.4. Résultats expérimentaux**

#### **4.5.4.1. Spectres en sortie du composant**

Comme nous l'avons vu précédemment, les résultats expérimentaux obtenus illustrés ci-après sont sensiblement en accord avec les résultats de modélisation.

Grâce à la gaine photosensible de la fibre bicœur, les pertes de couplage du mode fondamental vers les modes de gaines sont inférieures à 0.1 dB. Une réflexion sur la voie d'entrée inférieure à 20 dB à la longueur d'onde de Bragg a été rendue possible grâce à la bonne coïncidence de la longueur d'onde 50/50 des coupleurs et de la longueur d'onde de Bragg. Les lobes de ce SRVE sont légèrement asymétriques à cause d'une légère différence entre les amplitudes d'indice modulé des deux réseaux. Enfin, le déphasage de  $\pi$  de l'interféromètre permet d'obtenir une isolation en sortie de 30 dB sur une fenêtre spectrale de 30 nm (Figure 97).

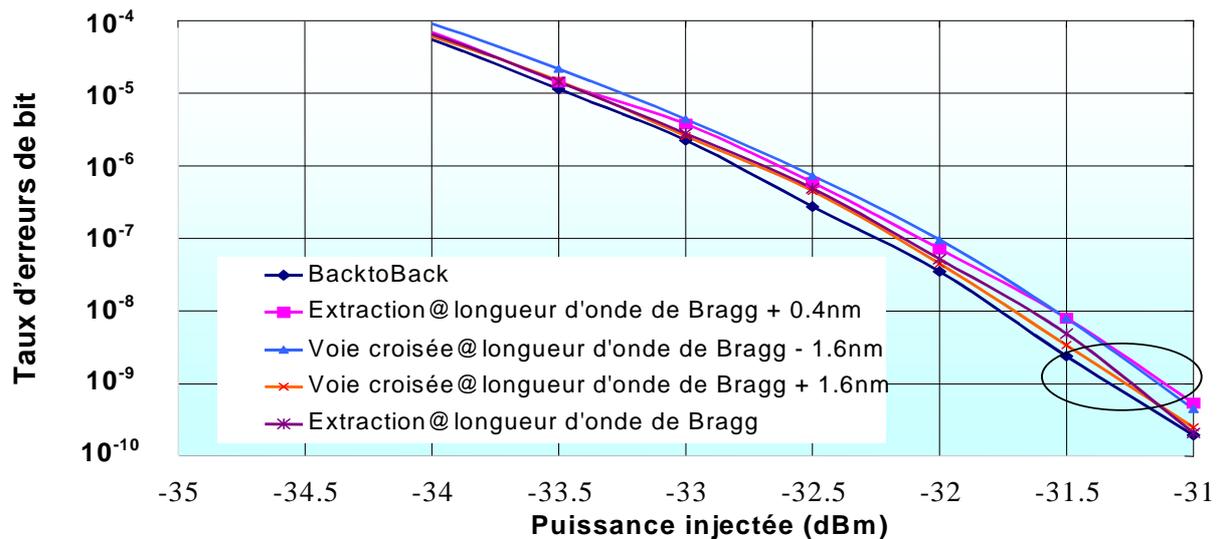


**Figure 97 : Spectre expérimental en sortie d'un composant compatible avec les réseaux de transmission 200GHz (coupleurs, réseaux, interféromètre déphasé de  $\pi$ )**

Des composants compatibles avec les réseaux de transmission DWDM avec des longueurs d'onde espacées de 100GHz et 50GHz ont également été fabriqués.

#### 4.5.4.2. Taux d'erreurs du composant

Des mesures de taux d'erreurs du composant ont été effectuées en vue de tester son aptitude à intégrer un réseau DWDM. La demande pour ce type de MIE est pour l'instant majoritairement pour les réseaux de type métropolitain avec un débit binaire de 2.5 Gbit/s. Nous avons donc testé ce composant pour cette valeur de débit en signal NRZ en extraction à la longueur d'onde de Bragg et en transmission pour des longueurs d'onde passantes.



**Figure 98 : Pénalité de puissance de 0.25 dB pour un taux d'erreur de  $10^{-9}$  avec un débit binaire de 2.5 Gbit/s (signal NRZ) modulé en externe**

Une pénalité de puissance négligeable (de l'ordre de 0,25 dB) a été mesurée pour un taux d'erreur de  $10^{-9}$  (Figure 98). Ce résultat nous permet d'affirmer que ce composant répond tout à fait aux exigences du réseau de transmission considéré.

Ceci est confirmé par les valeurs négligeables de PMD (Polarisation Mode Dispersion) et de PDL (Polarisation Dependant Loss) mesurées sur ce MIE (<0,1 dB). Les pertes d'insertion mesurées sur le composant sont de l'ordre de 1,2 dB, éclateurs inclus.

#### 4.5.5. Stabilité thermique du MIE-MZI

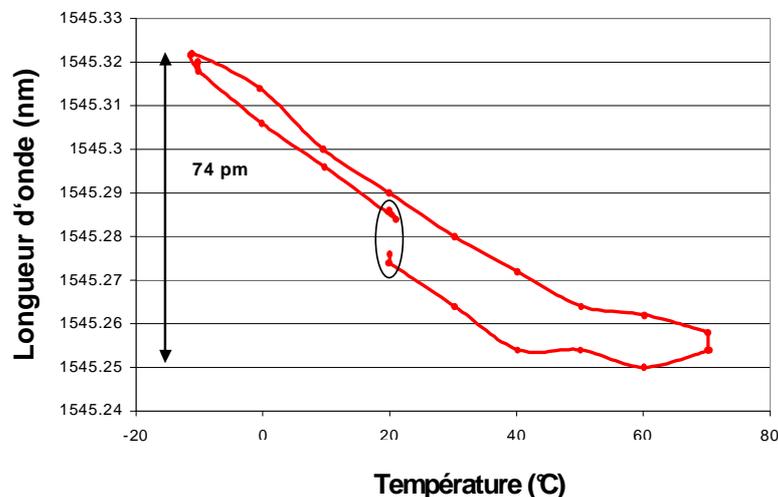
Des études d'athermicité du composant ont été effectuées [126]. En effet, le composant doit fonctionner suivant les spécifications requises sur une large plage thermique (en général, [-10°C, 70°C]). Une variation de la température induit à la fois un changement de l'indice moyen de la fibre considérée par effet thermo-optique (et légèrement par effet photo-élastique sous l'effet du changement de l'état des contraintes) et un allongement du composant. Ceci a pour conséquence de faire varier à la fois la longueur d'onde 50/50 des coupleurs et la longueur d'onde de Bragg des réseaux. Comme pour la stabilisation des réseaux de Bragg classiques, le composant est placé sur un montage dit athermique ayant un coefficient thermique équivalent négatif lui permettant de garder sensiblement ses caractéristiques lors d'une variation de température.

La spécificité du montage du MZI-MIE repose sur la compensation légèrement différente à effectuer liée à la sensibilité à l'étirement des coupleurs.

Les caractéristiques des réseaux qui doivent rester relativement stables sont :

- la longueur d'onde de Bragg des réseaux ( $\lambda_B$ ),
- la différence entre la longueur d'onde de Bragg et longueur d'onde 50/50 des coupleurs ( $\lambda_B - \lambda_C$ ) (voir paragraphe 4.3.4)
- le déphasage entre les réseaux ( $\Delta\phi_G(\lambda)$ ) (voir paragraphe 4.3.3)
- et bien sûr, la différence de chemin optique  $\theta(\lambda)$  entre les deux bras de l'interféromètre

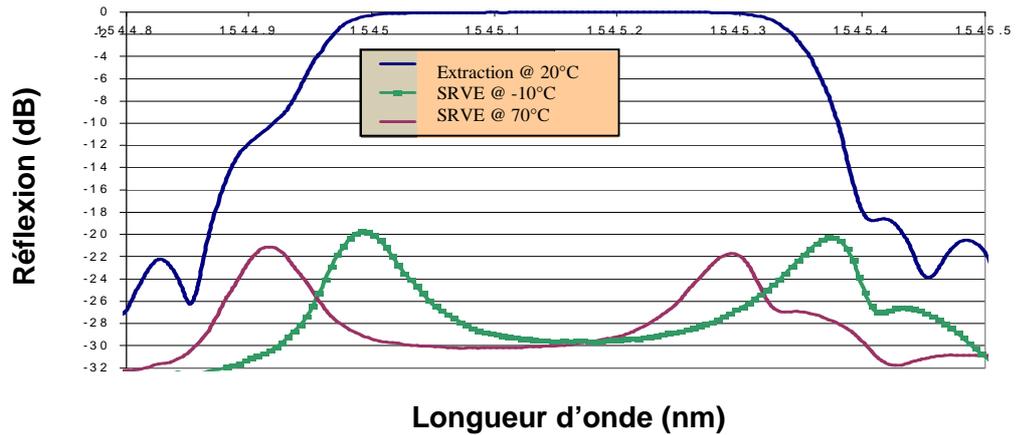
La première étude a concerné la stabilité de la longueur d'onde de Bragg directement mesurée en sortie du composant (voie extraite). Les résultats concernant cette étude sont illustrés ci-après (Figure 99).



**Figure 99 : Longueur d'onde de Bragg de la voie extraite du composant sur montage athermique en fonction de la température**

Nous pouvons constater que le montage est relativement performant. En effet, on mesure une variation de longueur d'onde de Bragg de seulement 74 pm sur 80°C ce qui est tout à fait comparable avec les résultats obtenus sur des réseaux de Bragg classiques ( $<1$  pm/°C).

En ce qui concerne la stabilité thermique de  $\lambda_B - \lambda_C$ , elle peut être évaluée grâce à l'évolution du SRVE sur la plage de température précitée. Cela permet aussi de vérifier la stabilité des deux derniers paramètres ( $\Delta\phi_G(\lambda)$  et  $\theta(\lambda)$ ). Cependant, sachant que le composant est symétrique et que l'indice (et le réseau) du bras supérieur varie de manière a priori identique à celui du bras inférieur,  $\Delta\phi_G$  et  $\theta$  ne devraient pas influencer sur la stabilité du MIE. Le spectre du SRVE est illustré pour les deux températures extrêmes de la plage [-10°C, 70°C] (Figure 100).



**Figure 100 : Evolution du spectre du SRVE sur 80°C**

On remarque que la longueur d'onde de Bragg a effectivement augmenté. Par contre, la puissance du spectre du SRVE n'a quasiment pas évolué. La puissance de ses lobes (liés à  $\Delta\phi_G$ ) a augmenté de 1.4 dB alors que celle du creux du spectre (lié à  $\lambda_B - \lambda_C$ ) n'a varié que de 0.5 dB. La relative stabilité du spectre montre de plus que l'ajustement de la phase entre les bras de l'interféromètre ( $\theta(\lambda)$ ) a peu évolué lors de ce cycle thermique.

## Conclusion

Les travaux reportés dans ce chapitre avaient pour but d'améliorer les performances et de préparer l'industrialisation d'un MZI-MIE sur fibre bicœur. Des études de fond ont dû être mises en œuvre afin de mieux comprendre le fonctionnement du MZI-MIE, et en particulier l'influence des différentes phases (coupleurs, réseaux de Bragg, interféromètre) existant dans ce composant.

Dans un premier temps, la propagation des ondes dans les coupleurs 3dB en fibre bicœur a été discutée. La réponse spectrale en sortie d'un interféromètre de Mach-Zehnder a alors pu être étudiée ce qui a permis de mettre en évidence l'amélioration apportée par un déphasage de  $\pi$  de l'interféromètre sur l'isolation en sortie.

Ensuite, le comportement d'un MZI avec réseaux de Bragg a été l'objet de travaux qui ont mis en évidence, entre autres, la forte influence de la différence de caractéristiques optiques entre les deux réseaux de Bragg photoinscrits sur le signal en retour sur la voie d'entrée du MZI-MIE (à minimiser).

La correspondance entre les spectres en réflexion et la phase (c'est-à-dire la dispersion) des réseaux a pu ensuite être démontrée.

Ces travaux de modélisation ont alors été à la base d'améliorations significatives concernant les caractéristiques expérimentales du composant. Des MIE pouvant fonctionner dans les réseaux de télécommunications ayant des espacements inter-canaux de 200 GHz à 50 GHz ont été réalisés. Des isolations entre les voies passantes supérieures à 30 dB ainsi que des niveaux de SRVE inférieurs à 25 dB ont été mesurés. Des valeurs satisfaisantes de taux d'erreurs et de sensibilité à la température du composant nous ont confortés dans l'idée d'industrialiser le composant à court terme.

## Conclusion générale

Les résultats obtenus lors de ce travail de thèse sont à la fois issus de modélisations et de réalisations expérimentales, sur des composants optiques fabriqués sur fibre ou avec la technologie silice/silicium.

Les résultats originaux de la première partie de cette thèse réalisée au sein de France Telecom concernent principalement :

-l'élaboration de deux méthodes d'apodisation de spectre en réflexion de réseaux de Bragg respectivement avec des montages de photoinscription par la méthode du masque de phase et par la méthode du miroir de Lloyd.

Les résultats expérimentaux convaincants ont fait l'objet de communication et de brevets.

-une étude de la biréfringence des guides optiques intégrés fabriqués au laboratoire. Nous avons fait évoluer cette différence entre les indices des modes TE et TM d'une valeur de  $10^{-3}$  à une valeur de  $5.10^{-5}$  en optimisant les procédés de fabrication.

-la mise en évidence d'une réflexion néfaste parasite du faisceau UV par l'interface silice/silicium lors de la photoinscription.

L'élaboration d'un traitement antireflet entre ces couches a permis de faire passer le coefficient de réflexion de 60% à 5%. Des problèmes d'adhérence de cette couche sont cependant restés en suspens. Un brevet a été déposé sur ce sujet.

-la conception d'un MIE basé sur la photoinscription de réseaux de Bragg sur coupleur directif grâce à un travail de modélisation.

-l'optimisation de la réponse des coupleurs effectuée grâce à l'ajustement de l'indice de la couche de recouvrement grâce à un liquide d'indice thermo-optique.

-La réalisation d'un prototype du MIE avec une couche de recouvrement polymère ayant des performances honorables.

En ce qui concerne la partie de cette thèse réalisée au sein de Highwave Optical Technologies, les principaux résultats sont les suivants:

-la détermination des influences des phases induites par chaque partie (coupleur et partie centrale) sur les spectres en sortie d'un interféromètre de Mach-Zehnder en fibre bicœur.

Le déphasage de  $\pi$  de l'interféromètre de Mach-Zehnder engendre une achromaticité accrue de la réponse spectrale ce qui en fait un composant relativement adéquat pour l'aiguillage en longueur d'onde.

-la détermination des influences des phases induites par chaque partie (coupleur, partie centrale, réseaux de Bragg) sur les spectres en sortie d'un MIE réalisé par photoinscription de réseaux de Bragg sur un interféromètre de Mach-Zehnder en fibre bicœur.

Il est apparu que la réalisation de MIE performants était très liée à la différence de phases entre les deux réseaux c'est-à-dire à la différence entre les longueurs d'onde de Bragg. Cette valeur doit être de l'ordre de 10 pm pour pouvoir réaliser des composants ayant à la fois les fonctions insertion et extraction pouvant fonctionner dans les réseaux DWDM ayant des espacements inter-canaux de 100GHz avec des SRVE inférieurs à 25dB et une isolation supérieure 30 dB sur les voies passantes.

-une compréhension de l'origine des spectres réfléchis sur la voie d'entrée obtenus expérimentalement et, en particulier, de leur évolution lors de l'UV-trimming de l'interféromètre.

-l'amélioration sensible des résultats expérimentaux grâce à cette étude théorique.

-la détermination de la correspondance entre les spectres en réflexion du MIE-MZI et la dispersion des réseaux photoinscrits. Des résultats expérimentaux sont venus confirmer l'étude théorique.

Ces deux études m'ont permis de relativement bien cerner la différence de travail entre deux composants n'étant pas au même niveau de maturité.

Dans le cas du MIE intégré, nous sommes partis de la base (les guides intégrés) pour aboutir à un composant réalisant la fonction optique voulue mais nécessitant encore une optimisation avant de pouvoir être commercialisé.

En ce qui concerne l'étude du MIE sur fibre, un prototype du composant était déjà réalisé avant mon arrivée sur le projet. L'étude a surtout consisté à effectuer un travail théorique afin de mieux comprendre les spectres expérimentaux obtenus. Ceci a permis à la fois d'améliorer les paramètres de conception du composant et d'en connaître la nature critique. Il sera alors possible d'évaluer les spécifications tenables et le taux de rebut correspondant envisageable lors de l'industrialisation de ce MIE prévue à la suite de ce travail.

## Bibliographie

- [1] B.Boulet "Etude du multiplexage temporel et en longueur d'onde dans les réseaux optique", Thèse de l'université de Bretagne occidentale, 1997.
- [2] Y.Zhu, W.S.Lee, C.Scahill, C.Fludger, D.Watley, M.Jones, J.Homan, B.Shaw, A.Hadjifotiou, "1.28Tbit/s (32 x 40 Gbit/s) transmission over 1000km NDSF employing distributed Raman amplification and active gain flattening", *Electron. Lett.*, Vol.37, 1, pp.43-44, 2001.
- [3] J-P.Laude, "Wavelength Division Multiplexing" Prentice Hall, ISBN 0-13-489865-6, 1993.
- [4] K.Okamoto, M.Okuno, A.Himeno, & Y.Ohori, "16-channel optical add/drop multiplexer consisting of arrayed-waveguide gratings and double-gate switches", *Electron. Lett.*, Vol.32, pp.1471-1472, 1996.
- [5] C.G.M.Vreeburg, T.Uitterdijk, Y.S.Oei, M.K.Smit, F.H.Groen, E.G.Metaal, P.Demeester & H.J.Frankena, "First In-P-based reconfigurable integrated add-drop multiplexer", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.9, pp.188-190, 1997.
- [6] J.E.Ford, V.A.Aksyuk, D.J.Bishop, & J.A.Walker, "Wavelength add-drop switching using tilting micromirrors", *J. Lightwave Technol.*, Vol.17, 5, pp.904-911, 1999.
- [7] C.Pu, L.Y.Lin, E.L.Goldstein & R.W.Tkach, "Client-configurable eight-channel optical add/drop multiplexer using micromachining technology", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.12, 12, pp.1665-1667, 2000.
- [8] C.R.Giles & V.Mizrahi, "Low-loss add/drop multiplexer for WDM lightwave networks", *Proc IOOC'95, ThC2-1*, pp.66-67, 1995.
- [9] S.Y.Kim, S.B.Lee, S.W.Kwon, S.S.Choi & J.Jeong, "Channel-switching active add/drop multiplexer with tunable gratings", *Electron. Lett.*, Vol.34, 1, pp.104-105, 1998.
- [10] A.V.Tran, W.D.Zhong, R.C.Tucker & R.Lauder, "Optical add-drop multiplexers with low crosstalk", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.13, 6, pp.582-584, 2001.
- [11] J.L.Archambault, P.St.J.Russel, S.Barcelos, P.Hua, & L.Reekie, "Grating-frustrated coupler : a novel channel-dropping filter in single-mode optical fiber", Vol.19, 3, pp.180-182, 1994.
- [12] A.C.Jacob-Poulin, R.Vallée, S.LaRochelle, D.Faucher & G.R.Atkins, "Channel-dropping filter based on a grating-frustrated two-core fiber", *J. Lightwave Technol.*, Vol.18, 5, pp.715-720, 2000.
- [13] L.Dong, P.Hua, T.A.Birks, L.Reekie & P.St.J.Russel, "Novel add/drop filters for wavelength-division-multiplexing optical fiber systems using a Bragg grating assisted mismatched coupler", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.8, 12, pp.1656-1658, 1996.

- [14] T.Erdogan, "Optical add-drop multiplexer based on an asymmetric Bragg coupler", *Opt. Commun.*, Vol.157, pp.249-264, 1998.
- [15] A.S.Kewitsch, G.A.Rakuljic, P.A.Willems & A.Yariv, "All fiber zero-insertion-loss add-drop filter for wavelength-division multiplexing", *Opt. Lett.*, Vol.23, 2, pp.106-108, 1998.
- [16] C.Riziotis & M.N.Zervas, "Design considerations in optical add/drop multiplexers based on grating-assisted null couplers", *J. Lightwave Technol.*, Vol.19, 1, pp.92-104, 2001.
- [17] N.Ofusa, T.Saito, T.Shimoda, T.Hanada, Y.Urino, & M.Kitamura, "An optical add-drop multiplexer with a grating-loaded directional coupler in silica waveguides", *IEICE Trans. Commun.*, Vol.E82-B, 8, pp.1248-1251, 1999.
- [18] C.K.Madsen, T.A.Strasser, M.A.Milbrodt, C.H.Henry, A.J.Bruce & J.DeMarco, "Planar waveguide add/drop filter employing a mode-converting grating in an adiabatic coupler", *Integrated Photonics Research Tech. Dig. Victoria, BC, Canada*, pp.102-104, 1998.
- [19] D.F.Geraghty, D.Provenzano, M.Morrell, S.Honkanen, A.Yariv & N.Peyghambarian, "Ion-Exchanged waveguide add/drop filter", *Electron. Lett.*, Vol.37, 13, pp.829-831, 2000.
- [20] Y.Lee, T.Park, S.Han, H.Seo, J.Jeon, K.Jeong & K.Lee, "Hybrid type add/drop multiplexer using twincore fiber and PLC", *ECOC'99*, pp.370-371, 1999.
- [21] J.-P.Weber, "Spectral characteristics Bragg-reflection tunable optical filter", *IEE Proceedings-J.*, Vol.140, pp.275-284, 1993.
- [22] I.Baumann, J.Seifert, W.Nowak & M.Sauer, "Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg gratings", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.8, 10, pp.1331-1333, 1996.
- [23] Y.Billon, "Realization of fiber grating add-drop", *Contribution France Telecom au projet METON-CTD05*, 1998.
- [24] E.Marin, R.Ghosh, J-P.Meunier, X.Daxhelet & S.Lacroix, "Bragg gratings in 2X2 symmetric fused fiber couplers: influence of the tilt on the wavelength response", *Photon.Technol.Lett.*, Vol.11, 11, pp.1434-1436, 1999.
- [25] D.C.Johnson, K.O.Hill, F.Bilodeau, S.Faucher, "New design concept for a narrowband wavelength-selective optical tap and combiner," *Electron. Lett.*, Vol.23, 13, pp.668-669, 1987.
- [26] R.Kashyap, G.D.Maxwell & B.J.Ainslie, "Laser-trimmed four-port bandpass filter fabricated in single-mode photosensitive Ge-doped planar waveguide", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.5, 2, pp.191-194, 1993.
- [27] F.Bilodeau, D.C.Johnson, S.Thériault, B.Malo, J.Albert & K.O.Hill, "An all-fiber dense-wavelength-division multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.7, 4, pp.388-390, 1995.

- [28] F.Bilodeau, K.O.Hill, B.Malo, D.C.Johnson & J.Albert, "High-return-loss narrowband all-fiber bandpass Bragg transmission filter", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.6, 1, pp.80-82, 1994.
- [29] T.Augustsson, "Bragg grating-assisted MMI-coupler for add-drop multiplexing", *J. Lightwave Technol.*, Vol.16, 8, pp.1517-1522, 1998.
- [30] S.Tibuleac & R.Magnusson, "Narrow-linewidth bandpass filters with diffractive thin-film layers", *Opt. Lett.*, Vol.26, 9, pp.584-586, 2001.
- [31] H.Y.Yaffe, C.H.Henry, M.R.Serbin & L.G.Cohen, "Resonant couplers acting as add-drop filters made with silica-on-silicon waveguide technology", *J. Lightwave Technol.*, Vol.12, 6, pp.1010-1014, 1994.
- [32] B.J.Offrein, F.Horst, G.L.Bona, H.W.M.Salemink, R.Germann & R.Beyeler, "Wavelength tunable 1-from-16 and flat passband 1-from-8 add-drop filters", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.11, 11, pp.1440-1442, 1999.
- [33] S.T.Chu, B.E.Little, W.Pan, T.Kaneko, S.Sato & Y.Kokubun, "An eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.11, 6, pp.691-693, 1999.
- [34] M.Cai, G.Hunziker & K.Vahala, "Fiber-optic add-drop device based on a silica microsphere-whispering gallery mode system", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.11, 6, pp.686-687, 1999.
- [35] P.Jaggi, H.Onaka, "Optical ADM and cross connects: recent technical advancements and future optimal architectures", *NFOEC'98*, 1998.
- [36] M.Horita, S.Tanaka & Y.Matsushima, "Wavelength tunable optical add and drop multiplexer utilising coupled semiconductor waveguides and a striped thin-film heater", *Electron. Lett.*, Vol.34, 23, pp.2240-2241, 1998.
- [37] Y.Shibata, S.Oku, Y.Kondo, T.Tamamura, & M.Naganuma, "Semiconductor monolithic add-drop multiplexer using a grating switch integrated with coupler structure", *Electron. Lett.*, Vol.35, 6, pp.489-491, 1999.
- [38] Y.Ma, G.Chang, S.Park, L.Wang, & S.T.Ho, "InGaAsP thin-film microdisk resonators fabricated by polymer bonding for wavelength add-drop filters", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.12, 11, pp.1495-1497, 2000.
- [39] H.Hermann, A.Modlich, T.Müller, W.Sohler, & F.Wehrmann, "Advanced integrated, acousto-optical switches, add-drop multiplexers and WDM cross-connects in LiNbO<sub>3</sub>", *ECIO'97*, EFE3-1, pp.578-581, 1997.
- [40] M.Raburn, B.Liu, Y.Okuno, & J.E.Bowers, "InP-InGaAsP wafer-bonded vertically coupled X-crossing multiple channel optical add-drop multiplexer", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.13, 6, pp.579-581, 2001.

- [41] K.O.Hill, Y.Fujii, D.C.Johnson & B.S.Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides : application to reflection filter fabrication", Appl. Phys. Lett., Vol.32, 10, pp.647-649, 1978.
- [42] L.Brilland, "Etude et réalisation de réseaux de Bragg inscrits dans une fibre optique monomode pour une fonction d'égalisation du gain des amplificateurs à fibres dopées", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 2000.
- [43] S.Boj, "Réalisation de filtres sélectifs en fréquence intégrés dans les fibres optiques et applications", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1995.
- [44] F.Le Gall, "Source multilongueurs d'onde à base de réseaux photoinscrits", Thèse de doctorat de l'Université de Rennes, 1998.
- [45] L.Quetel, "Etude et réalisation de dispositifs actifs ou passifs utilisant des réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques monomodes", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1997.
- [46] K.O.Hill, B.Malo, K.A.Vineberg, F.Bilodeau, D.C.Johnson, & I.Skinner, "Efficient mode conversion in telecommunication fibre using externally written gratings", Electron. Lett., Vol.26, 16, pp.1270, 1990.
- [47] C.Martinez, "Etude et réalisation de composants à réseaux de Bragg dans les fibres optiques", Thèse de doctorat de l'Université de Paris-Sud, 1999.
- [48] F.Bahkti, "Etude et réalisation de filtre passe-bande photo-inscrits dans les fibres optiques", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 1998.
- [49] S.Bethuys, "Etude et réalisation de dispositifs à base de fibres multicoeurs", Thèse de doctorat de l'Université de Rennes, 1998.
- [50] E.Marin, "Modélisation des effets des réseaux de Bragg dans les composants à fibres optiques", Thèse, Université Jean Monnet de Saint-Etienne, 2000.
- [51] D.P.Hand & P.S.J.Russel, "Photoinduced refractive index changes in germanosilicate fibers", Opt. Lett., Vol.15, 2, pp.102-104, 1990.
- [52] J.P.Bernardin & N.M.Lavandy, "Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers", Opt. Comm., Vol.79, 34, pp.194-199, 1990.
- [53] B.Poumellec, P.Niay, M.Douay & J.F.Bayon, "The UV-induced refractive index grating in Ge/SiO<sub>2</sub> preforms: additional CW experiments and the macroscopic origin of the change in index", J. Phys. D : Appl. Phys., Vol.29, pp.1842-1856, 1996.
- [54] F.P.Payne, "Photorefractive gratings in single-mode optical fibres", Electron. Lett., Vol.25, 8, pp.498-499, 1989.
- [55] D.Varelas, H.G.Limberger, R.P.Salathé & C.Kotrotsios, "UV-induced mechanical degradation of optical fibres", Electron. Lett., Vol.33, 9, pp.804-806, 1997.

- [56] P.J.Lemaire, R.M.Atkins, V.Mizrahi & W.A.Reed, "High pressure H<sub>2</sub> loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO<sub>2</sub> doped optical fibres", *Electron. Lett.*, Vol.29, 13, pp.1191-1193, 1993.
- [57] C.Vassallo, "Optical waveguide concepts", Number ISBN 0-444-88684-2. Elsevier Science, 1991.
- [58] E.Delevaque, S.Boj, J.-F.Bayon, H.Poignant, J.Le Mellot, M.Monerie, P.Niay & P.Bernage, "Optical fiber design for strong gratings photoimprinting with radiation mode suppression", *OFC'95, PD5*, pp.343-346, 1995.
- [59] G.Meltz, W.W.Morey & W.H.Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method", *Opt. Lett.*, Vol.14, 15, pp.823-825, 1989.
- [60] K.O.Hill, B.Malo, F.Bilodeau, D.C.Johnson & J.Albert, "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.62, 10, pp.1035-1037, 1993.
- [61] J.Martin & F.Ouellette, "Novel writing technique of long and highly reflective in-fibre gratings", *Electron.Lett.*, Vol.30, 10, pp.811-812, 1994.
- [62] T.Erdogan, V.Mizrahi, P.J.Lemaire, & D.Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings", *J. Appl. Phys.*, Vol.76, 1, pp.73-80, 1994.
- [63] I.Riant & B.Poumellec, "Thermal decay of gratings written in hydrogen-loaded germanosilicate fibres", *Electron. Lett.*, Vol.34, 16, pp.1603-1604, 1998.
- [64] S.R.Baker, H.N.Rourke, V.Baker, & D.Goodchild, "Thermal decay of fiber Bragg gratings written in boron and germanium codoped silica fiber", *J. Lightwave Technol.*, Vol.15, 8, pp.1470-1477, 1997.
- [65] S.Kannan, J.Z.Y.Guo & P.J.Lemaire, "Thermal stability analysis of UV-induced fiber Bragg gratings", *J.Lightwave Technol.*, Vol.15, 8, pp.1478-1483, 1997.
- [66] Rapport d'activité du projet Coloratur, 1999.
- [67] B.Poumellec, "Links between writing and erasure (or stability) of Bragg gratings in disordered media", *J. Non Cryst. solids*, Vol.239, pp.108-115, 1998.
- [68] Q.Wang, A.Hidayat, P.Niay, M.Douay, "Influence of blanket post-exposure on the thermal stability of the spectral characteristics of gratings written in a telecommunication fiber using light at 193nm", *J. Lightwave Technol.*, Vol.18, 8, pp.1278-1283, 2000.
- [69] H.S.Carslaw & J.C.Jaeger, "Conduction of Heat in Solids", Clarendon Press, Oxford 1978.
- [70] P.J.Lemaire, "Reliability of optical fibers exposed to hydrogen:prediction of long term loss increases", *Opt. Eng.*, Vol.30, 6, pp.780-789, 1991.
- [71] H.Kogelnik, "Filter response of non-uniform almost-periodic structures", *The Bell Syst. Tech. J.*, Vol.55, 1, pp.109-126, 1976.

- [72] V.Mizrahi & J.E.Sipe, "Optical properties of photosensitive fiber phase gratings", *J.Lightwave Technol.*, Vol.11, 10, pp.1513-1517, 1993.
- [73] J.E Sipe, L.Poladian, C.Martijn de Sterke, "Propagation through nonuniform grating structures", *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol.11, 4, pp.1307-1320, 1994.
- [74] D.Pastor, J.Capmany, D.Ortega, V.Tatay, & J.Marti, "Design of apodized linearly chirped fiber gratings for dispersion compensation", *J. Lightwave Technol.*, Vol.14, 11, pp.1581-2588, 1996.
- [75] P.A.Krug, R.Stolte & R.Ulrich, "Measurement of index modulation along an optical fiber Bragg grating", *Opt. Lett.*, Vol.20, 17, pp.1767-1769, 1995.
- [76] B.Malo, S.Thériault, D.C.Johnson, F.Bilodeau, J.Albert & K.O.Hill, "Apodised in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask", *Electron. Lett.*, Vol.31, 3, pp.223-224, 1995.
- [77] D.Méchin, P.Grosso, M.Nolf, M.Bonnel, J.L.Favennec, "Nouvelle méthode d'apodisation de réseau de Bragg sur guide planaire silice/silicium", *JNOG'99*, pp.355-357, 1999.
- [78] D.Méchin, P.Grosso & M.Nolf, "Procédé d'apodisation de réseau de Bragg photoinscrits", brevet CNET/03175, N° de dépôt : 99 09443, 1999.
- [79] P.Grosso & D.Méchin, "Procédé d'apodisation d'un réseau de Bragg", Brevet FTR&D/03414, N° de dépôt : 0011066, 2000.
- [80] J. Albert, K.O.Hill, B.Malo, S.Thériault, F.Bilodeau, D.C.Johnson, & L.E.Erickson, "Apodisation of the spectral response of fibre Bragg gratings using a phase mask with variable diffraction efficiency", *Electron. Lett.*, Vol.31, 3, pp.222-223, 1995.
- [81] M.J.Cole, W.H.Loh, R.I.Lamming, M.N.Zervas & S.Barcelos, "Moving fibre/phase mask-scanning beam technique for enhanced flexibility in producing fibre gratings with uniform phase mask", *Electron. Lett.*, Vol.31, 17, pp.1488-1489, 1995.
- [82] W.H.Loh, M.J.Cole, M.N.Zervas, S.Barcelos & R.I.Laming, "Complex grating structures with uniform phase masks based on the moving fiber-scanning beam technique", *Opt. Lett.*, Vol.20, 20, pp.2051-2053, 1995.
- [83] R.Kashyap, A.Swanton & D.J.Armes, "Simple technique for apodising chirped and unchirped fibre Bragg gratings", *Electron. Lett.*, Vol.32, 13, pp.1226-1228, 1996
- [84] K.E.Chisholm, L.A.Everall, J.A.R.Williams, I.Bennion, X.Liu, R.M.DeLaRue & J.S.Aitchison, "Apodised fibre grating design subject to length constraints", *ECOC'98*, pp.385-386, 1998.
- [85] P.Mercier, F.Bakhti, M.Jurczyszyn, "Photoinscription de réseaux de Bragg apodisés par la méthode de brouillage de franges à l'aide d'un transducteur piézoélectrique : application pour les transmissions optiques à 100GHz et 50GHz", *JNOG'98*, pp.359-361, 1998.

- [86] M.Guy, J.Lauzon, M.Pelletier, P.Ehbets & D.Asselin, "Simple and flexible technique for spectrally designing all-fibre filter and apodizing fibre gratings", ECOC'97, pp.195-198, 1998.
- [87] L.Quetel & L.Rivoallan, "Banc de photoinscription pour la realisation de réseaux de Bragg", Brevet CNET/02851, N°de dépôt : 9707189, 1 997.
- [88] P.Y.Cortes & F.Ouellette & S.LaRochelle, "Intrinsic apodisation of Bragg gratings written using UV-Pulse interferometry", Electron. Lett., Vol.34, 4, pp.396-397, 1998.
- [89] H.G.Fröhlich & R.Kashyap, "Two methods of apodisation of fibre-Bragg-gratings", Opt. Com., Vol.157, pp.273-281, 1998
- [90] H.Singh & M.Zippin, "Apodized fiber Bragg gratings for DWDM applications using uniform phase mask", ECOC'98, pp.189-190, 1998.
- [91] F.Bakhti, P.Sansonetti, C.Sinnet, L.Gasca, L.Martineau, S.Lacroix, X.Daxhelet, & F.Gonthier, "Optical add/drop multiplexer based on UV-written Bragg grating in a fused 100% coupler", Electron. Lett., Vol.33, 9, pp.803-804, 1997.
- [92] H.Moisan, M.Moisan, D.Pavy, F.Le Damany, F.Mehadji, "Low temperature fabrication of GeO<sub>2</sub>-doped silica optical waveguides using microwave plasma", ECIO'95.
- [93] F.Gonthier, "Conception et réalisation de coupleurs multi-fibres intégrés à des fibres optiques unimodales", Thèse de doctorat de l'université de Montréal, 1993.
- [94] E.A.J.Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics", Bell Syst. Tech. J., Vol.48, pp.2071-2102, 1969.
- [95] M.Kuznetsov, "Expressions for the coupling coefficient of a rectangular-waveguide directional coupler", Opt. Lett., Vol.8, 9, pp.499-501, 1983.
- [96] K.Wörhoff, B.J.Offrein, P.V.Lambeck, G.L.Bona & A.Driessen, "Birefringence compensation applying double core waveguiding structures", Photon. Technol. Lett., Vol.11, 2, pp.206-208, 1999.
- [97] Y.Inoue, H.Takahashi, S.Ando, T.Sawada, A.Himeno & M.Kawachi, "Elimination of polarization sensitivity in silica-based wavelength division multiplexer using a polyimide half waveplate", J. Lightwave. Technol., Vol.15, 10, pp.1947-1957, 1997.
- [98] S.Suzuki, S.Sumida, Y.Inoue, M.Ishii & Y.Ohmori, "Polarisation-insensitive arrayed waveguide gratings using dopant-rich silica-based glass with thermal expansion adjusted to Si substrate", Electron. Lett., Vol.33, 13, pp.1173-1174, 1997.
- [99] S.M.Ojha, C.Cureton, T.Bricheno, S.Day, D.Moule, A.J.Bell, & J.Taylor, "Simple method of fabricating polarization-insensitive and very low crosstalk AWG grating devices", Electron. Lett., Vol.34, 1, pp.78-79, 1998.
- [100] H.Takahashi, Y.Hibino, Y.Ohmori & M.Kawachi, "Polarization-Insensitive arrayed-waveguide wavelength multiplexer with birefringence compensating film", Photon. Technol. Lett., Vol.5, 6, pp.707-709, 1993.

- [101] J.Albert & B.Malo, "Polarisation-independant strong Bragg gratings in planar lightwave circuits", *Electron. Lett.*, Vol.34, 5, pp.485-486, 1996.
- [102] J.Canning & M.Aslund, "Compensation of birefringence within integrated optical components using a CO<sub>2</sub> laser", *Electron. Lett.*, Vol.35, 10, pp. 812-813, 1999.
- [103] C.V.Poulsen, J.Hübner, T.Rasmussen, L.-U.A.Andersen & M.Kristensen, "Characterisation of dispersion properties in planar waveguides using UV-induced Bragg gratings", *Electron. Lett.*, Vol.31, 17, pp.1437-1438, 1995.
- [104] S.Suzuki, Y.Inoue & Y.Ohmori, "Polarisation-insensitive arrayed waveguide grating multiplexer with SiO<sub>2</sub>-on-SiO<sub>2</sub> structure", *Electron. Lett.*, Vol.30, 8, pp.642-643, 1994.
- [105] E.Wildermuth, C.Nadler, M.Lanker, W.Hunziker, & H.Melchior, "Penalty free polarization compensation of SiO<sub>2</sub>/Si arrayed waveguide grating wavelength multiplexers using stress release grooves", *Electron. Lett.*, Vol.34, 17, pp.1661-1662, 1998.
- [106] S.S.Orlov, A.Yariv & S.V.Essen, "Coupled-mode analysis of fiber-optic add-drop filters for dense wavelength-division multiplexing", *Opt. Lett.*, Vol.22, 10, pp.688-690, 1997.
- [107] J.Capmany, P.Munoz & D.Pastor, "Optimum design and performance evaluation of an all-fiber add-drop multiplexer based on a grating coupler", *J. Selec. Topics Quan. Electron.*, Vol.5, 5, pp.1392-1399, 1999.
- [108] N.Ofusa, T.Saito, T.Shimoda, T.Hanada, Y.Urino, & M.Kitamura, "An optical add-drop multiplexer with a grating-loaded directional coupler in silica waveguides", *IEICE Trans. Commun.*, Vol.E82-B, 8, pp.1248-1251, 1999.
- [109] S.Bethuys, L.Lablonde, L.Rivoallan, J.F.Bayon, L.Brilland & E.Delevaque, "Optical add/drop multiplexer based on UV-written Bragg gratings in twincore fibre Mach-Zehnder interferometer", *Electron. Lett.*, Vol.34, 12, pp.1250-1251, 1998.
- [110] F.Bakhti, F.Brüyère, X.Daxhelet, X.Shou, J.Da Loura, S.Lacroix & P.Sansonetti, "Grating-assisted Mach-Zehnder OADM using photosensitive-cladding fibre for cladding mode coupling reduction", *Electron. Lett.*, Vol. 35, 12, pp.1013-1014, 1999.
- [111] P.Yvernault, D.Mechin, E.Goyat, L.Brilland & D.Pureur, "Fully functional Optical Add & Drop Multiplexer using Twin-Core Fiber based Mach-Zehnder Interferometer with photoimprinted Fiber Bragg Gratings", *OFC'01, WDD92*, 2001.
- [112] T.Erdogan, T.A.Strasser, M.A.Milbrodt, E.J.Laskowski, C.H.Henry & G.E.Kohnke, "Integrated-optical Mach-Zehnder add-drop filter fabricated by a single UV-induced gratin exposure", *Appl. Opt.*, Vol.36, 30, pp.7838-7845, 1997.
- [113] J.Albert, F.Bilodeau, D.C.Johnson, K.O.Hill, K.Hattori, T.Kitagawa, Y.Hibino, & M.Abe, "Low-loss planar lightwave circuit OADM with high isolation and no polarization dependence", *Photon. Technol. Lett.*, Vol.11, 3, pp.346-348, 1999.

- [114] H.S.Huang & H.C.Chang, "Analysis of optical fiber directionnal coupling based on the HE<sub>11</sub> modes – Part II : The nonidentical-core case", J. Lightwave Technol., Vol. 8, pp.832-837, 1990.
- [115] X.Daxhelet, "Etude des interféromètres tout fibre : application à la stabilisation en fréquence des laser à semi-conducteurs", Thèse de doctorat de l'université de Montréal, 1996.
- [116] C.Vassallo, "Analysis of tapered mode transformer for semiconductor optical amplifier", Opt. Quantum Elect, Vol. 26, pp.235-248, 1994.
- [117] L.Rivoallan, Brevet Highwave, N°enregistremen t national : 9414236.
- [118] K.Jinguji, N.Takato, A.Sugita, & M.Kawachi, "Mach-Zehnder interferometer type optical waveguide coupler with wavelength-flattened coupling ratio", Electron. Lett., Vol.26, 17, pp.1326-1327, 1990.
- [119] F.Gonthier, D.Ricard, S.Lacroix & J.Bures, "Wavelength-flattened 2X2 splitters made of identical single-mode fibers", Opt. Lett., Vol.16, 15, pp.1201-1203, 1991.
- [120] K.Morishita, T.Tahara, "Wavelength-insensitive couplers in form of all-fibre Mach-Zehnder interferometer", Electron. Lett., Vol.27, 13, pp.1200-1202, 1991.
- [121] A.Carballar et M.A.Muriel, "Phase reconstruction from reflectivity in fibre Bragg gratings," J. Lightwave Technol., Vol.LT-15, pp.1314-1322, 1997.
- [122] J.Skaar et H.E.Engan, "Phase reconstruction from reflectivity in fiber Bragg gratings," Opt. Lett. ,Vol. 24, 3, pp.136-138, 1999.
- [123] B.C.Collings, K.Bergman, S.T.Cundiff, S.Tsuda, J.N.Kutz, J.E.Cunningham, W.Y.Jan, M.Koch & W.H.Knox, "Short cavity erbium/ytterbium fiber lasers mode-locked with a saturable Bragg reflector," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., Vol.3, pp.1065-1075, 1997.
- [124] M.Volenthen, H.Geiger, M.J.Cole, R.I.Lamming & J.P.Dakin, "Low coherence technique to characterize reflectivity and time delay as a function of wavelength within a long fibre grating," Electron. Lett., Vol.32, 8, pp.757-758, 1996.
- [125] D.Méchin, P.Yvernault, L.Brilland & D.Pureur, "New practical dispersion measurement technique for Bragg grating based MZI-OADM", Photon. Technol. Lett., 01/2002.
- [126] P.Yvernault, D.Durand, D.Méchin & D.Pureur, "Passive Athermal Mach-Zehnder Interferometer Twin-Core Fiber Optical Add/Drop Multiplexer", post-deadline ECOC'01 (Amsterdam), Vol. 6, pp. 88-89 , 2001.

## **Publications, communications et brevets liés au travail de thèse**

### **Publications**

**D.Méchin**, P.Grosso & D.Bosc, "Add-drop multiplexer with UV-written Bragg gratings and directional coupler in SiO<sub>2</sub>/Si integrated waveguide", J. Lightwave Technol., Vol.19, 9, pp. 1282-1286, 2001.

**D.Méchin**, P.Yvernault, L.Brilland & D.Pureur, "New practical dispersion measurement technique for Bragg grating based MZI-OADM", Photon. Technol. Lett., janvier 2002.

**D.Méchin**, P.Yvernault, L.Brilland & D.Pureur, "Influence of Bragg gratings phase mismatching in a Mach-Zehnder based add-drop multiplexer", Soumis au J. Lightwave Technol., 2002.

### **Communications**

**D.Méchin**, D.Bosc, L.Brilland, J.-L.Favennec, M.Bonnel & N.Devoldère, "Extracteur de longueur d'onde par coupleur directionnel à réseau de Bragg en optique intégrée silice/silicium", JNOG'98 (Marly-le-Roi), pp.57-59, 1998

**D.Méchin**, D.Bosc, M.Bonnel, J.-L.Favennec & L.Brilland, "Integrated add and drop multiplexer realized with Bragg grating in a directional coupler", ECIO'99 (Turin), pp.167-169, 1999.

**D.Méchin**, P.Grosso, M.Nolf, M.Bonnel & J.-L.Favennec, "Nouvelle méthode d'apodisation de réseau de Bragg sur guide planaire silice/silicium", JNOG'99 (Limoges), pp.355-357, 1999.

**D.Méchin**, P.Yvernault, E.Goyat, L.Brilland & D.Pureur, "Multiplexeur insertion-extraction sur fibre bicoeur", JNOG'00 (Toulouse), pp.21-23, 2000.

P.Yvernault, **D.Méchin**, E.Goyat, L.Brilland & D.Pureur, "Fully functional optical add & drop multiplexer using twin-core fiber based Mach-Zehnder interferometer with photoimprinted fiber Bragg gratings", OFC'2001 (Anaheim), WDD92, 2001.

P.Yvernault, D.Durand, **D.Méchin** & D.Pureur, "Passive Athermal Mach-Zehnder Interferometer Twin-Core Fiber Optical Add/Drop Multiplexer", post-deadline ECOC'01 (Amsterdam), Vol. 6, pp. 88-89 , 2001.

## **Brevets**

**D.Méchin**, P.Grosso & M.Nolf, "Procédé d'apodisation de réseau de Bragg photoinscrits", CNET/03175, N° de dépôt : 9909443, 1999.

P.Grosso & **D.Méchin**, "Procédé d'apodisation d'un réseau de Bragg", FTR&D/03414, N° de dépôt : 0011066, 2000.