

N° d'ordre : 4081

THÈSE DE DOCTORAT

Présentée à
L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de
DOCTEUR EN PHYSIQUE DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité :
LASERS, MOLÉCULES ET RAYONNEMENT ATMOSPHERIQUE

Étude de la photosensibilité dans les guides planaires et les fibres à cristal photonique

par

Vincent BEUGIN

Soutenue le 14 décembre 2007 devant la commission d'examen composée de :

Bertrand POUHELLEC	Directeur de recherche CNRS, UPS, Orsay	Président de jury
Dominique PAGNOUX	Chargé de recherche CNRS, Xlim, Limoges	Rapporteur
Aziz BOUKENTER	Professeur, Université Jean Monnet, Saint-Etienne	Rapporteur
Paolo MARQUEZ	Professeur, INESC, Porto	Examinateur
Gilles MÉLIN	Ingénieur, Draka Comteq	Examinateur
Laurent BIGOT	Chargé de Recherche CNRS, USTL	Examinateur
Marc DOUAY	Professeur, USTL	Directeur de thèse

Thèse dirigée par Pierre NIAY et Marc DOUAY

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du laboratoire de *Physique des Lasers, Atomes et Molécules* à l'Université des *Sciences et Technologies de Lille* sous la direction de Pierre Niay et Marc Douay.

Je tiens à leur adresser mes remerciements les plus sincères. Merci pour le regard critique et avisé qu'ils ont porté sur mon travail de recherche. J'ai apprécié également la part d'initiative qu'ils m'ont laissée dans le choix des voies à explorer.

Je remercie Bertrand Poumellec, directeur de recherche CNRS à l'Université de *Paris Sud* d'avoir présidé le jury de cette thèse. Je remercie Aziz Boukenter, professeur à l'université Jean Monnet de Saint-Etienne et Dominique Pagnoux, chargé de recherche à l'institut Xlim de Limoges d'avoir accepté la tâche de rapporteur. Je remercie également Paolo Marques, professeur à l'université INESC de Porto, Gilles Mélin, ingénieur de recherche à Draka Comteq, et Laurent Bigot, chargé de recherche à l'USTL d'avoir accepté d'examiner ce travail.

J'associe à ces remerciements tous les collègues du laboratoire que j'ai eu l'occasion de côtoyer. J'adresse un salut particulier à l'équipe Photonique et aux amis qui m'ont accompagné durant cette thèse : Matthieu Lancry, Alexandre Kudlinski, Francisco Lopez Gejo, Emmanuel Kerrinckx et Fabrice Willaert.

Je souhaite également remercier mes parents pour leur soutien.

Enfin, merci à mon épouse, Anne, pour son soutien indéfectible, sa patience et de me donner toute cette force.

Table des matières

Introduction	11
I Étude de la photosensibilité de guides planaires germano-phosphosilicates sensibilisés ou non	19
1 Méthodes expérimentales	21
1.1 Présentation des échantillons	21
1.1.1 Fabrication des guides planaires	21
1.1.1.1 La méthode de dépôt	21
1.1.1.2 La méthode de fabrication des guides planaires	22
1.1.1.3 Conception des échantillons	24
1.1.1.4 Caractéristiques optogéométriques des guides planaires : données du fabricant	25
1.1.2 Modélisation de quelques propriétés du guide droit isotrope	29
1.1.2.1 Calcul de l'indice effectif n_{eff} des modes fondamentaux E_{11}^x et E_{11}^y	29
1.1.2.2 Évolution de la longueur d'onde de coupure λ_c des premiers modes d'ordre supérieur en fonction de la variation d'indice moyen créée	32
1.1.2.3 Évolution de l'intégrale de recouvrement du mode fondamental η en fonction de la variation d'indice moyen créée	33
1.2 Méthodes de sensibilisation des échantillons	35
1.2.1 Procédé d'hydrogénation	35
1.2.1.1 Diffusion d'hydrogène dans les guides planaires : principe et simulations	35

1.2.1.2	Détails expérimentaux relatif au chargement en hydrogène	39
1.2.2	Procédé d'hypersensibilisation par insolation uniforme	40
1.2.3	Procédé de sensibilisation par chargement en espèces hydroxyles	40
1.3	Montages et dispositifs expérimentaux permettant de caractériser les réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires	41
1.3.1	Le dispositif d'analyse	41
1.3.2	La photoinscription des réseaux de Bragg	49
1.3.3	Estimation de la biréfringence (initiale ou induite) du guide	53
1.3.3.1	Définitions	53
1.3.3.2	Mesure de la biréfringence de groupe par la méthode du spectre cannelé	54
1.3.3.3	Estimation de la biréfringence de phase du guide par inscription de réseaux de Bragg	55
1.3.4	Méthodes de destruction thermique des réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires	56
2	Résultats expérimentaux : inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires sensibilisés ou non	59
2.1	Inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires non sensibilisés	59
2.1.1	Caractérisation optique du guide planaire	60
2.1.1.1	Biréfringence de groupe du guide non insolé	60
2.1.1.2	Biréfringence de phase : sensibilité du guide à la polarisation	61
2.1.1.3	Indice effectif du mode fondamental dans un guide planaire non sensibilisé	62
2.1.2	Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires non hydrogénés ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$)	64
2.1.2.1	Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires V0/14-19 lors d'insolations réalisées à l'aide d'un laser émettant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 248 \text{ nm}$	64

2.1.2.2	Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires V0/14-21 lors d'insolations réalisées à l'aide d'un laser émettant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 248 \text{ nm}$. . .	65
2.1.3	Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires non hydrogénés ($\lambda_p = 193 \text{ nm}$)	67
2.1.4	Conclusion	67
2.2	Inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$)	68
2.2.1	Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires hydrogénés . .	68
2.2.1.1	Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés lors d'insolations réalisées à l'aide d'un laser émettant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 248 \text{ nm}$. . .	69
2.2.1.2	Influence de la densité d'énergie par impulsion incidente F_i sur les cinétiques d'inscription	72
2.2.1.3	Influence de la pression P d'hydrogène utilisée lors du chargement des échantillons à une température de 110°C sur les cinétiques d'inscription	74
2.2.1.4	Influence de la durée de désorption de l'hydrogène sur les cinétiques d'inscription	79
2.2.2	Biréfringence de phase dans les guides planaires hydrogénés	85
2.3	Inscription des réseaux de Bragg dans les guides planaires hypersensibilisés au moyen d'une insolation uniforme ou chargés en espèces hydroxyles ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$)	87
2.3.1	Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires hypersensibilisés par UV	87
2.3.1.1	Influence du nombre d'impulsions N_{pre} reçues par le guide planaire hydrogéné lors de l'insolation uniforme sur les cinétiques d'inscription	87
2.3.1.2	Influence de la densité d'énergie par impulsion incidente F_i lors de l'inscription des réseaux sur les cinétiques d'inscription	92
2.3.2	Biréfringence de phase dans les guides planaires hypersensibilisés par UV .	94
2.3.3	Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires chargés en espèces hydroxyles	94

3 Synthèse des résultats et discussion	99
3.1 Mise en évidence d'un phénomène de sensibilisation lors de l'utilisation d'une température élevée pour charger en hydrogène les guides planaires germano-phosphosilicates	99
3.1.1 Évolution temporelle de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau en corrélation avec celle de la pression en hydrogène du guide placé à température ambiante	100
3.1.2 Discussion	103
3.2 Comparaison de la photosensibilité des guides planaires sensibilisés au moyen des méthodes étudiées	104
4 Stabilité thermique des réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides planaires sensibilisés	107
4.1 Introduction	107
4.2 Comparaison de la stabilité thermique des réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides planaires germano-phosphosilicates hydrogénés et hypersensibilisés par UV	109
4.3 Calcul des paramètres de passivation des réseaux de Bragg et marches d'indices inscrits dans les guides planaires hydrogénés	124
4.4 Discussion et conclusion	129
5 Synthèse générale	135
5.1 Choix de la méthode de sensibilisation des guides planaires pour la réalisation du MIE	135
5.2 Réalisation du MIE à base de réseaux de Bragg photoinscrits sur les bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder	138
II Étude de la photosensibilité de fibres microstructurées germanosilicates ou phosphosilicates sous l'effet d'une insolation par un laser à ArF	139
6 Méthodes expérimentales	141
6.1 Description des fibres microstructurées	141
6.2 Modélisation des fibres microstructurées	142
6.3 Méthodes de sensibilisation des échantillons	144

6.3.1	Procédé d'hydrogénation	144
6.3.1.1	Diffusion d'hydrogène dans les fibres microstructurées	144
6.3.1.2	Détails expérimentaux relatifs au chargement des fibres en hydrogène	145
6.3.2	Procédé d'hypersensibilisation par insolation uniforme des fibres microstructurées germanosilicates	147
6.4	Montages expérimentaux permettant de photoinscrire et de détruire thermiquement les réseaux de Bragg	148
7	Inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées chargées en hydrogène	149
A	Multiplexeur Insertion/Extraction (MIE) réalisé à base de réseaux de Bragg inscrits sur les bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder	151
B	Le guide d'onde plan rectangulaire : calcul des indices effectifs par la méthode de Marcatili	157
C	Détermination de l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} et de la variation d'indice moyen Δn_{moy} dans les guides planaires au cours des expériences de photoinscription et vieillissement accéléré	163
D	Modélisation de la diffusion de l'hydrogène dans le guide planaire	167
E	Calcul des pertes théoriques provoquées par la désadaptation de la taille des modes lors de l'aboutage fibre optique/guide planaire	169
F	Influence des éléments du dispositif d'analyse sur le spectre en transmission d'un réseau de Bragg	175
G	Détermination des quantités $NICC_{mod}(t, T)$, $NI_{mod}(t, T)$ et $NI_{moy}(t, T)$ utilisées pour présenter les résultats des expériences de vieillissement accéléré de réseaux de Bragg	179
H	Inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées non	

sensibilisées	181
H.0.1 Fibre microstructurée phosphosilicate	181
H.0.2 Fibre microstructurée germanosilicate	182
I Inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées germa-	
nosilicates hypersensibilisées par UV	185

Introduction

Pour répondre à la croissance exponentielle en fonction du temps (suivant la loi de Moore) de la demande de bande passante dans les liaisons optiques, l'industrie des télécommunications a dû développer de nouvelles techniques de transmission. L'apparition du multiplexage en longueur d'onde des porteuses optiques (WDM : Wavelength Division Multiplexing) a permis d'augmenter le nombre de canaux de transmission et de ce fait la bande passante des liaisons. Cependant, ce type de transmission a nécessité l'élaboration de nouveaux composants conçus pour le filtrage et le routage en longueur d'onde. En particulier, le multiplexeur insertion-extraction (MIE), permet de réaliser simultanément les fonctions insertion et extraction de longueurs d'onde. Différentes technologies ont été mises en oeuvre pour la fabrication du MIE, comme par exemple des composants à base de multiplexeur-demultiplexeur (mux-demux) dans l'espace libre [1], ou intégrés sur des substrats semiconducteur *InP* [2] (Phase Array Gratings) couplés à des commutateurs, ou encore des composants issus de la technologie MEMs (MicroElectroMechanical System) [3]. Cependant la technologie la plus intéressante à l'heure actuelle reste l'utilisation de composants intégrés sur substrat *Si/SiO₂* [4]. Elle offre en effet, par rapport aux autres solutions, les avantages suivants : performance, fiabilité, facilité d'intégration dans les réseaux de communications par fibres optiques, matériaux adaptés à la production de masse à bas coût.

Pour fabriquer ce type de composant, les couches de silice amorphe sont le plus souvent déposées sur des substrats de silicium. Il s'agit de la technologie silice sur silicium. Différentes techniques de dépôt ont été élaborés : le dépôt par CVD (Chemical Vapor Deposition) [5], et ses variantes comme PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) [6] et LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) [7], le dépôt par méthode sol-gel [8], la méthode par pulvérisation (appelée sputtering) [9], l'oxydation thermique [10], et la méthode FHD (Flame Hydrolysis Deposition) [11]. Parmi tous ces procédés, les méthodes FHD et PECVD restent les

plus employées.

Mon travail de doctorat a coïncidé avec le début du projet scientifique européen Platon (*PLANar Technology for Optical Network*). L'élaboration et la réalisation d'un multiplexeur insertion-extraction accordable en longueurs d'onde constituait le projet Platon. Le contrat a réuni les industriels Alcatel CIT, Alcatel SEL, Lucent Technologies, IPHT Jena (*Institute for Physical High Technology*), ainsi que les laboratoires de recherches des universités UPS (*Université de Paris Sud*), INESC Porto (*Instituto de Engenharia de Sistemas e Computadores do Porto*), TUHH (*Technische Universität Hamburg-Harburg*), EPFL (*École Polytechnique Fédérale de Lausanne*) et USTL (*Université des Sciences et Technologies de Lille*). Dans ce projet, la technologie silice planaire photosensible déposée par la méthode FHD a été retenue. Le MIE est ainsi basé sur l'inscription de réseaux de Bragg dans des guides planaires disposés en interféromètre de Mach-Zehnder. Le principe de fonctionnement du composant est décrit dans l'annexe A. Le MIE devant être inséré dans le réseau de télécommunication métropolitain de débit 10 Gbit/s pour des transmissions DWDM (Dense WDM), des espacements intercanaux de 100 GHz sont requis. Cette finesse spectrale impose une faible sensibilité du MIE à l'état de polarisation de l'onde aiguillée. Les valeurs cibles de pertes dépendant de la polarisation (PDL) et de dispersion des modes de polarisation (PMD) sont respectivement fixées à 0.5 dB et 1 ps . Les pertes d'insertion totales ne doivent pas dépasser 7 dB . Concernant les spécifications spectrales des filtres, le composant doit répondre aux exigences suivantes. Les valeurs de réjection cibles doivent atteindre au minimum 40 dB tandis que l'isolation entre les différentes voies doit être supérieure à 40 dB . Enfin, les largeurs à mi-hauteur des filtres doivent être supérieures à 40 GHz ¹. Afin de garantir les spécifications spectrales des filtres qui composent le MIE, des valeurs de variations d'indice de réfraction supérieures à 7.10^{-4} doivent être créées dans les guides planaires.

La photosensibilité intrinsèque des guides planaires dont les couches de silice dopée sont déposées par FHD reste faible. L'ordre de grandeur des variations d'indice photoinduite obtenues dans des guides germanosilicates dépasse rarement 10^{-4} [12, 13, 14]. Cette valeur reste insuffisante pour développer des applications pour les télécommunications optiques (notamment des composants tels que le MIE). De nombreuses études ont donc été consacrées à l'augmentation de la photosensibilité des guides planaires. En vue de cet objectif, deux voies ont été explorées.

¹Les spécifications détaillées du composant sont présentées dans l'annexe A.

La première consiste à augmenter la photosensibilité du guide planaire lors de sa fabrication. L'ajout de dopants (principalement le germanium) dans la matrice vitreuse [15], la consolidation du wafer en atmosphère réductrice [13], ou le chauffage local du guide au moyen d'une flamme oxydrique [16], constituent des procédés efficaces. L'étude bibliographique détaillée de toutes ces méthodes figure dans la référence [17].

La seconde démarche consiste à augmenter la photosensibilité du guide en utilisant des techniques de chargement en hydrogène moléculaire du guide. Ainsi par exemple, l'hydrogénation d'un échantillon à la pression atmosphérique et à une température élevée permet de créer des variations d'indice photoinduites dans des guides planaires germanosilicates de l'ordre de 5×10^{-4} [18, 19]. Un autre procédé propose de faire diffuser de l'hydrogène moléculaire sous forte pression (typiquement de 100 à 400 bars) à température voisine de l'ambiante dans l'échantillon avant de l'insoler [20]. La photosensibilité est dans ce cas augmentée d'un à deux ordres de grandeur selon le type de laser utilisé [21]. Des variations d'indice de l'ordre de 10^{-3} ont ainsi été obtenues dans des guides planaires germanosilicates [14] ou phosphosilicates [22].

Ces deux méthodes d'hydrogénation présentent quelques inconvénients. Tout d'abord, l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides optiques en silice dopée par de l'oxyde de germanium et chargés en hydrogène s'accompagne de la formation d'espèces OH. Ces espèces constituent des sources de pertes en excès notamment dans les régions spectrales infrarouges qui correspondent aux bandes de transmission de télécommunication [23, 24, 25]. Le chargement des guides par du deutérium [20] permet de déplacer vers les grandes longueurs d'onde la zone d'absorption significative. Cependant le chargement par du deutérium augmente significativement le coût du procédé. En outre, la stabilité des réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides hydrogénés s'avère plus faible que celle de réseaux inscrits dans des guides non traités [26, 27]. Enfin, dans le cas particulier des guides planaires, le principal inconvénient de la méthode d'hydrogénation à température ambiante reste l'exo-diffusion rapide de l'hydrogène contenu dans le coeur du guide. En effet, le guide planaire est en général situé à une distance faible de l'interface avec l'air. Par exemple, dans le cas d'un guide enterré à une profondeur de $10 \mu m$, la durée caractéristique de diffusion de l'hydrogène en dehors du coeur du guide à température ambiante est de l'ordre de $3 h$ (estimée à $15 min$ dans le cas d'un guide de surface). Cette durée est comparable à la durée typique d'inscription d'un composant de type réseau de Bragg et demeure même inférieure à celle nécessaire à la réalisation des circuits photoniques plans plus complexes. Le processus de diffusion

de l'hydrogène entraîne donc une chute de la photosensibilité du guide pendant l'inscription. Les caractéristiques spectrales du composant souffrent ainsi d'un manque de reproductibilité d'une inscription à la suivante. Le maintien du wafer à basse température ($-33^{\circ}C$) permet d'étendre la durée disponible à l'écriture de guides en surface à $10\ h$ contre $15\ min$ à température ambiante [28] mais cette technique se révèle difficile à mettre en oeuvre. Le verrouillage de la photosensibilité constitue donc un point clé pour la technologie planaire UV.

En 1999, M. Aslund et al. ont proposé une nouvelle méthode de sensibilisation, appelée hypersensibilisation par insolation UV. Ce procédé offre l'avantage de verrouiller la photosensibilité lors de l'inscription du composant [29]. Son protocole de mise en oeuvre se décompose en trois étapes. Tout d'abord, l'échantillon est chargé en hydrogène à haute pression ($P = 220\ atm$) à une température de $80^{\circ}C$. Puis le coeur du "guide" est insolé uniformément au moyen d'un laser UV. Enfin, l'hydrogène résiduel non consommé pendant l'insolation uniforme et contenu dans l'échantillon est désorbé. Après cette série d'opérations, des variations d'indice de l'ordre de 10^{-3} peuvent être créées par une nouvelle insolation UV. Le procédé a par la suite été utilisé pour hypersensibiliser des guides planaires de circuits PLC dont les couches ont été déposés par la méthode FHD [30]. Par ailleurs, les études sur la stabilité thermiques des réseaux de Bragg ont montré que la réflectivité de réseaux écrits dans des fibres germanosilicates hypersensibilisées par UV est plus stable que celle de réseaux écrits dans des fibres hydrogénées [31]. Cependant, le décalage de longueur d'onde de Bragg λ_B induit par les recuits est plus important pour un réseau inscrit dans une fibre hypersensibilisée que dans une fibre hydrogénée [32, 33].

En 2000, M. Fokine et al. ont présenté une méthode alternative à l'hypersensibilisation par insolation UV nommée "OH flooding" [34]. Le procédé de sensibilisation permanente consiste tout d'abord à charger la fibre germanosilicate par de l'hydrogène moléculaire à pression élevée ($100\ bars$) puis à lui faire subir un court traitement thermique (typiquement $1000^{\circ}C$ pendant $1\ s$). Après désorption de l'hydrogène résiduel, le composant optique est inscrit. En particulier, l'insolation au moyen d'un laser pulsé UV ($\lambda_p = 242\ nm$) d'une fibre SMF28 sensibilisée $1\ s$ à $1000^{\circ}C$ permet d'obtenir des amplitudes de modulation d'indice de l'ordre de 10^{-3} . Cette méthode conduit également à un gain en photosensibilité dans les fibres dopées par du phosphore [34] et les fibres en silice pure [35]. L'élévation de la température de la fibre peut également être réalisée au moyen d'une insolation par un laser à CO_2 [36]. Cette technique de sensibilisation a ensuite été adaptée aux guides planaires germanosilicates [37].

Notre contribution au projet Platon s'est portée principalement sur l'étude de la photosensibilité des guides planaires mis à notre disposition. En particulier, il nous a été proposé d'effectuer une comparaison des procédés destinés à augmenter la photosensibilité des échantillons. Il nous était difficile d'intervenir sur les procédés de fabrication des guides planaires. J'ai donc limité mon étude aux méthodes d'hydrogénation, d'hypersensibilisation UV et d'hypersensibilisation par chargement en hydroxyles. M'appuyant sur l'expérience du laboratoire sur ce thème dans les fibres optiques, je me suis proposé de comparer les méthodes de sensibilisation des guides planaires en termes d'efficacité de formation et de stabilité des variations d'indice. Il s'agissait de déterminer les conditions expérimentales qui conduisent à un gain et une stabilité maximum de la photosensibilité des guides planaires. Ce sujet d'étude se révélait original car le laboratoire n'avait alors pas de compétences particulières sur l'inscription de réseaux de Bragg dans ce type de guide. Pour mener à bien cette étude, j'ai été amené à développer des dispositifs expérimentaux et des méthodologies spécifiques aux guides planaires. Les principaux résultats obtenus sur ce sujet sont présentés dans la première partie du mémoire. Celle-ci est organisée autour de quatre chapitres et d'une synthèse générale. Le premier chapitre est consacré à la description des méthodes expérimentales. Il est décomposé en trois sections.

Les échantillons utilisés dans notre étude ainsi qu'une modélisation destinée à la caractérisation optique du guide planaire sont présentés dans une première section. La seconde section est consacrée à la description des protocoles utilisés pour sensibiliser les guides planaires ainsi qu'à celle des simulations de diffusion de l'hydrogène dans les échantillons effectuées pour définir les paramètres de ces protocoles. La troisième section est relative aux dispositifs expérimentaux utilisés dans cette étude. Plus précisément, nous présentons les montages optiques permettant de photoincrire les réseaux de Bragg, d'analyser les caractéristiques spectrales de ces réseaux, de caractériser la biréfringence des guides et d'effectuer les expériences de vieillissement accéléré.

Les résultats expérimentaux sur l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires sensibilisés ou non sont présentés dans le deuxième chapitre. Celui-ci se décompose en trois sections.

La première section traite de l'inscription des réseaux de Bragg dans les guides non hydrogénés. Nous présentons tout d'abord une caractérisation optique du guide dans laquelle l'indice effectif du mode guidé et les biréfringences du guide sont mesurés. Puis nous étudions les cinétiques de photoinscription de réseaux de Bragg ainsi que les variations d'indice photoinduites. La

seconde section est consacrée à l'inscription de réseaux dans les guides hydrogénés. Les cinétiques de photoinscription des réseaux sont étudiées selon divers paramètres : la pression de chargement du guide, la densité d'énergie par impulsion incidente et le protocole de chargement en hydrogène utilisé constituent des exemples. Cette section est close par des travaux sur la biréfringence photoinduite. Dans la troisième section, les conditions expérimentales utilisées pour les méthodes d'hypersensibilisation conduisant à un gain maximum en photosensibilité sont étudiées.

La synthèse et la discussion des résultats obtenus pour la photoinscription des réseaux de Bragg dans les guides planaires constituent le chapitre 3 qui à son tour se décompose en deux sections.

Dans une première section, nous mettons en évidence l'existence d'un phénomène de sensibilisation du guide planaire qui se produit lors de son chargement en hydrogène à température supérieure mais voisine de l'ambiante. Puis la comparaison des variations d'indice photoinduites selon la méthode de sensibilisation du guide est décrite.

Le chapitre 4 est consacré à l'étude de la stabilité thermique des réseaux de Bragg inscrits dans les guides sensibilisés. Ce chapitre se décompose en quatre sections.

Après une introduction, la stabilité de la réflectivité et de la longueur d'onde de Bragg fait l'objet d'une étude comparative en fonction de la méthode de sensibilisation (techniques d'hydrogénation ou d'hypersensibilisation par UV). Cette étude est présentée sous la forme d'un article. La troisième section traite de la détermination des paramètres de passivation des réseaux de Bragg et marches d'indice photoinscrits dans les guides hydrogénés afin de garantir le fonctionnement stable du MIE. Enfin, nous discutons des résultats obtenus sur la stabilité thermique des réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides planaires.

Une synthèse générale des résultats obtenus sur la photosensibilité des guides planaires conclut cette première partie. Dans la première section, le choix de la méthode de sensibilisation des guides à adopter pour la réalisation du MIE est donné. La seconde section clôt ce chapitre en présentant l'aboutissement du projet Platon.

Suite à la création de l'Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée (IRCICA), le laboratoire s'est tourné vers de nouveaux sujets de recherche autour de la fibre optique microstructurée [38]. Dans ce type de fibre, la gaine optique est constituée de canaux d'air ou de verre parallèles à l'axe optique et disposés

de manière périodique autour d'un coeur dense ou creux. Deux classes de fibres peuvent être distinguées selon que l'indice du coeur est inférieur ou supérieur à celui de la gaine. Une première catégorie rassemble les fibres à Bandes Interdites Photoniques (BIP), la propagation de la lumière étant assurée par l'existence de bandes interdites photoniques. Dans la seconde catégorie, la propagation est réalisée par Réflexion Totale Interne Modifiée (RTIM) de la même façon que dans une fibre conventionnelle à saut d'indice. Ces fibres comportent alors un coeur plein en silice ou silice dopée (milieu de haut indice) entourée de canaux d'air (milieu de bas indice) disposés selon une structure périodique. Les paramètres caractéristiques sont le diamètre d des trous et le pas Λ entre les trous. L'avantage de ce type de fibres par rapport aux fibres conventionnelles réside dans le fait que les paramètres d et Λ qui dictent les propriétés de propagation de la lumière, peuvent être choisis lors de la fabrication de la fibre parmi une large gamme de valeurs. Les fibres microstructurées ont ainsi montré des propriétés optiques intéressantes. La propagation unimodale sur une large gamme spectrale [39], la propagation unimodale à large aire effective [40] (permettant le transport de faisceaux optiques de forte puissance), de nouvelles caractéristiques de dispersion chromatique (anormale, plate) utilisées pour la compensation de dispersion chromatique [41, 42], la génération d'effets non linéaires comme la réalisation de sources supercontinuum [43, 44, 45], la génération de solitons [46] constituent des exemples. Leurs applications se révèlent diverses dans les domaines des télécommunications optiques [47], de la technologie des sources optiques [43, 44, 45], de la métrologie [48], des capteurs [49, 50, 51].

Par ailleurs, l'écriture de réseaux de Bragg dans ce type de fibre permet, non seulement d'envisager de nouvelles applications mais également d'étudier avec précision les caractéristiques des modes susceptibles de se propager dans la fibre [52]. La faisabilité de telles inscriptions a été mise en évidence dans le cas de fibres microstructurées dont le coeur, chargé ou non en hydrogène ou en deutérium, était constitué soit par de la silice pure, soit par de la silice dopée par du germanium ou de l'aluminium [52, 53, 54, 55, 51]. Dans tous les cas, il apparaît d'une part que la présence de la microstructuration perturbe la structure du champ d'interférences utilisé pour insoler latéralement la fibre et, par voie de conséquence, l'écriture du réseau au coeur de la fibre. D'autre part, la présence d'inclusions d'air diminue l'efficacité des techniques de sensibilisation telles que l'hydrogénation ou la deutération de la fibre en facilitant l'exo-diffusion rapide des gaz occlus dans le coeur. Afin de contrer la diffusion rapide de l'hydrogène hors de la fibre, H. Sorensen et al. proposent de refermer les trous d'air en fondant les deux extrémités de la fibre à

l'aide d'un arc électrique produit par une soudeuse de fibres [56]. En bloquant ainsi la diffusion d'hydrogène par les extrémités de la fibre, les auteurs disposent d'un temps suffisant pour inscrire le réseau de Bragg. Cependant, ce dispositif ne permet pas de suivre l'évolution en temps réel de l'inscription du réseau de Bragg. Par conséquent une étude détaillée de la dynamique de croissance des variations d'indice s'avère délicate à mettre en oeuvre: à chaque point de mesure correspond une inscription d'un réseau de Bragg dans la fibre microstructurée.

Dans ce contexte, il m'a été proposé d'étudier la faisabilité de photoinscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurée. Plus particulièrement nous nous sommes intéressé à l'influence de la microstructuration sur la structure du champ de franges du faisceau UV. Par conséquent nous nous sommes proposé de comparer les cinétiques d'inscription de réseaux de Bragg photoinscrits dans les fibres optiques à saut d'indices et dans les fibres microstructurées. Cette comparaison est effectuée pour des fibres phosphosilicates et germanosilicates, les fibres microstructurées nous ayant été fournies par Alcatel Recherches & Innovations. Les résultats de cette étude sont présentés dans la seconde partie du manuscrit. Le sixième chapitre est consacré à la description des méthodes expérimentales. Il est décomposé en quatre sections.

La description des fibres microstructurées utilisées dans l'étude ainsi que leurs modélisations font l'objet des deux premières sections. Dans les troisième et quatrième sections, nous présentons les procédés mis en oeuvre pour photosensibiliser les fibres microstructurées. Les méthodes de sensibilisation et les montages employés sont décrits.

Le chapitre sept est consacré à la présentation des résultats sous forme d'un article publié. Il s'agit de l'étude de la photosensibilité des fibres microstructurées dopées au germanium ou au phosphore préalablement hydrogénées. L'efficacité à l'inscription est comparée à celle obtenue dans les fibres standards à saut d'indice. Les résultats des inscriptions de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées non sensibilisées sont présentés en annexe H tandis qu'une étude préliminaire de l'inscription de réseaux de Bragg dans la fibre germanosilicate hypersensibilisée par insolation uniforme est traitée dans l'annexe I.

Première partie

Étude de la photosensibilité de guides
planaires germano-phosphosilicates
sensibilisés ou non

Chapitre 1

Méthodes expérimentales

1.1 Présentation des échantillons

1.1.1 Fabrication des guides planaires

1.1.1.1 La méthode de dépôt

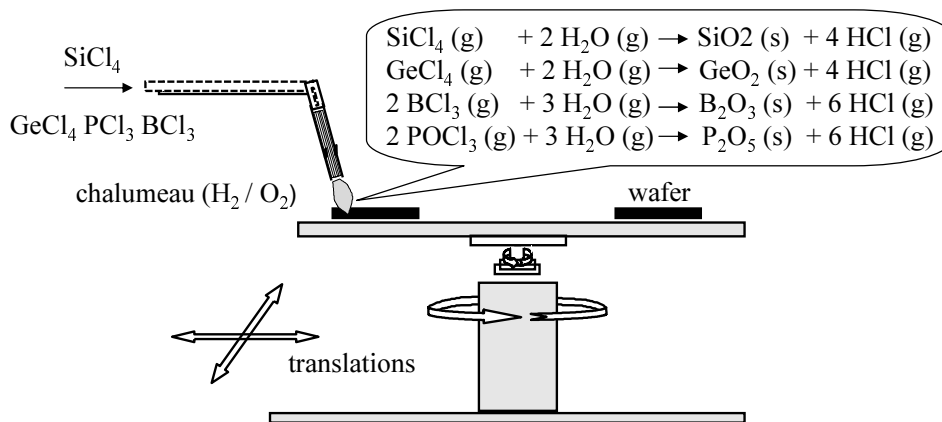


FIG. 1.1 – Schéma du dispositif de dépôt FHD : les gaz précurseurs sont acheminés vers un brûleur (H_2/O_2) où les réactions d'hydrolyse se produisent et forment les particules d'oxydes (g : gaz, s : solide).

Dans notre étude, les guides planaires ont été fabriqués par Alcatel SEL (basé à Stuttgart, Allemagne). Les différentes couches du wafer ont été déposées selon la technique FHD (Flame Hydrolysis Deposition). La méthode de dépôt par hydrolyse à la flamme a été utilisée pour la première fois en 1942 [57]. Elle a ensuite été développée à la production de fibres optiques présentant de faibles pertes et au dépôt de silice dopée par du titane sur des structures planaires [11].

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1.1. Les vapeurs de gaz précurseurs pour la silice ($SiCl_4$) et pour les dopants ($GeCl_4$, BCl_3 , $POCl_3$) sont acheminés vers un chalumeau dont la flamme est formée par la réaction du dihydrogène avec le dioxygène. Les gaz précurseurs s'hydrolysent alors et les particules de SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 et P_2O_5 (de l'ordre de $0.1 \mu m$) sont déposées sur le substrat. Les concentrations des gaz précurseurs sont déterminées suivant le dopage de la silice désiré. Le substrat est placé sur un support possédant deux degrés de liberté suivant \vec{x} et \vec{y} , permettant ainsi de contrôler l'épaisseur de la couche déposée.

1.1.1.2 La méthode de fabrication des guides planaires

La fabrication des guides planaires s'effectue par étapes successives représentées sur la figure 1.2. Tout d'abord, la couche tampon est déposée sur le substrat suivant la méthode d'oxydation thermique décrite dans la référence [10] (étape A). Le substrat employé est un wafer de silicium circulaire de $100 mm$ de diamètre et de $1 mm$ d'épaisseur. Ensuite sont tour à tour déposées par la méthode d'hydrolyse à la flamme la couche correspondant au coeur du guide, une couche de chrome ainsi qu'une résine photosensible (étapes B, C et D). Puis une opération de consolidation des couches par élévation thermique est entreprise (non représentée sur la figure). Durant cette étape, l'échantillon est transféré dans un four porté à une température de l'ordre de $1200^\circ C$. Cette opération permet de densifier la silice et de stabiliser l'indice de réfraction des matériaux. La géométrie des guides est ensuite imprimée dans la résine photosensible par photolithographie. A cette fin, le faisceau d'un laser UV diffracté par un masque (qui définit le motif des guides) insole la résine photosensible dite positive (étape E). Puis sous l'action d'une solution appelée développeur, les parties insolées de la résine sont attaquées chimiquement (étape F). Ensuite, le dispositif à graver par le procédé RIE (Reactive Ion Etching) est placé dans un réacteur [58]. Une source d'ions à résonance cyclotronique électronique (ECR) génère un plasma à partir de gaz CHF_3 et CH_4 . Le guide est gravé sous l'action combinée de l'attaque chimique des espèces réactives (fluor) et du bombardement ionique (étape G). La résine photosensible ainsi que la couche de chrome sont ensuite enlevées (étapes H et I). A cet effet, le wafer est plongé dans une solution contenant un solvant. Enfin, une couche de gaine qui recouvre le coeur est déposée puis consolidée suivant les techniques précédemment décrites (étape J). Le guide planaire enterré est ainsi obtenu. Un cliché MEB de la section du wafer à la fin de la fabrication d'un guide est présenté sur la figure 1.2.

1.1.1.3 Conception des échantillons

La géométrie des guides planaires mis à notre disposition a varié d'un wafer à l'autre et même au sein d'un même wafer. Sur la figure 1.3 sont schématisés quelques échantillons issus d'un même dépôt. Cette multiplicité de géométries des guides provient du fait que l'ensemble des paramètres qui caractérisent le MIE devaient être testés. Parmi ces paramètres, nous pouvons citer par exemple la photosensibilité des guides, les performances des interféromètres Mach-Zehnder en termes de biréfringence, dispersion et pertes (pertes des guides droits, pertes par courbure des guides courbés en S, pertes des coupleurs 3 dB). Ainsi, outre des longueurs différentes de wafer (variant de 16.15 mm à 46.9 mm , différentes configurations de guides planaires ont été réalisées.

- Les guides droits de section carrée $4.5\ \mu\text{m}$ ont été utilisés pour procéder à l'étude de l'inscription des réseaux de Bragg et celle de l'effet d'une insolation uniforme sur l'indice de réfraction du guide (UV trimming). Les distances séparant deux guides sont dans la majorité des cas égales à $250\ \mu\text{m}$ mais peuvent cependant varier de $250\ \mu\text{m}$ à 1 mm .
- Les coupleurs 3 dB de section carrée $5.2\ \mu\text{m}$ divisent la puissance d'un flux lumineux injecté dans un des bras d'entrée de façon égale dans ses deux bras de sortie.
- Les tapers 3D sont les éléments de transition entre les coupleurs et les guides droits de sections différentes.
- Les interféromètres de Mach-Zehnder sont la base de fonctionnement du MIE simple voie (rappelé dans l'annexe A). Les guides des deux bras symétriques sont séparés de $250\ \mu\text{m}$ alors que la distance entre les deux ports d'entrée (et de sortie) est fixée à $1250\ \mu\text{m}$.
- Les guides courbés en S de section carrée $5.2\ \mu\text{m}$ et de rayon de courbure 3 mm sont destinés à interconnecter les interféromètres de Mach-Zehnder simple voie en série.

Nous pouvons ainsi noter que sur un wafer, le nombre de guides droits disponibles est resté limité. Par exemple le second wafer (figure 1.3) n'en contient que huit. Par conséquent dans le but de multiplier les expériences, d'autres configurations de guides ont été utilisées dans cette étude. Pour ce faire, il a été nécessaire dans la suite de prendre en compte ces différentes géométries des échantillons : le dispositif expérimental permettant de caractériser les réseaux de Bragg ainsi que le montage de photoinscription doivent notamment pouvoir s'adapter aux différentes dimensions et géométries des guides. Les dispositifs expérimentaux sont présentés dans la section 1.3.

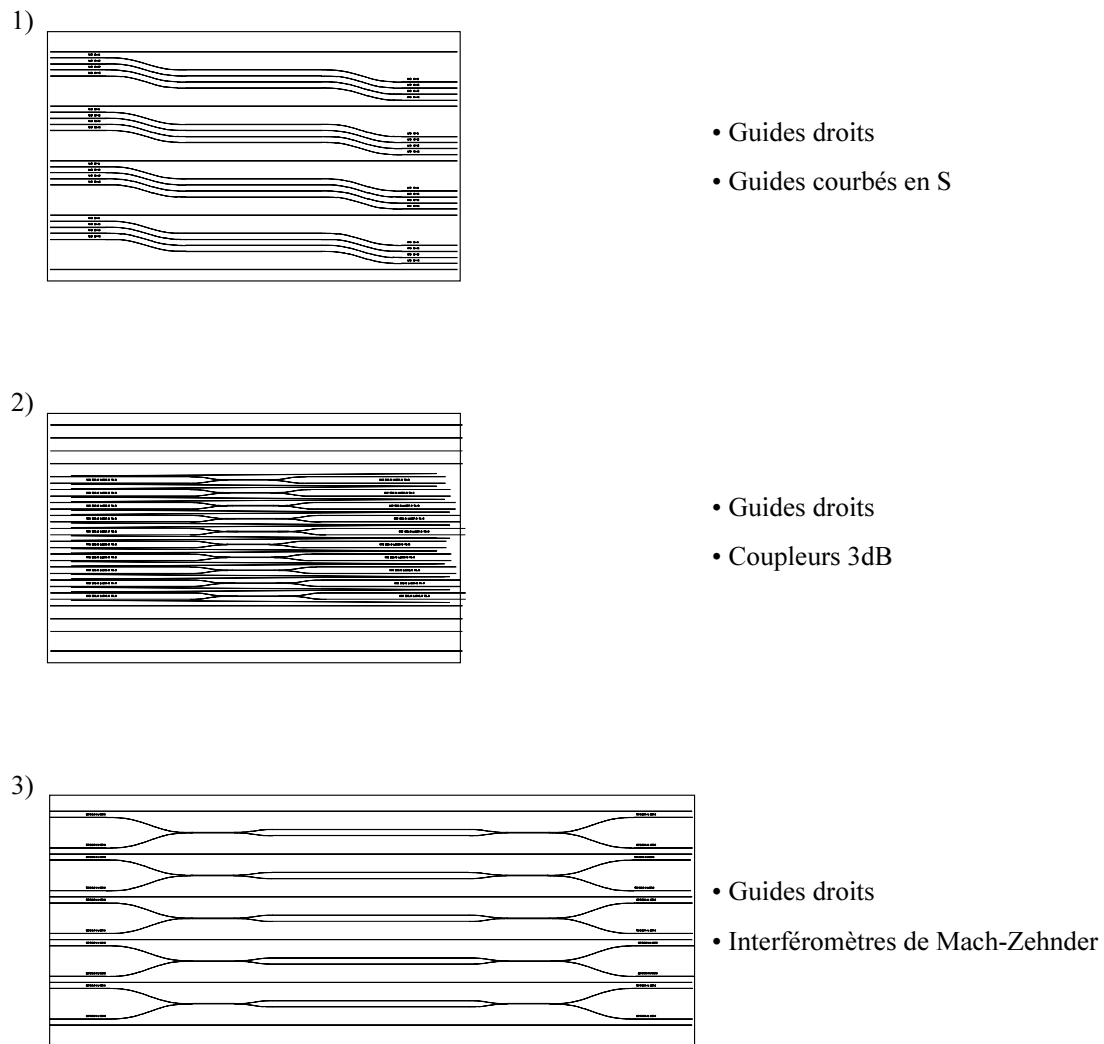


FIG. 1.3 – Exemples de configurations des guides planaires.

Enfin, les wafers issus de quatre dépôts (désignation V0-14/19, V0-14/20, V0-14/21 et V0-14/22) nous ont été délivrés. Au total, 120 guides planaires ont pu être utilisés dans cette étude.

1.1.1.4 Caractéristiques optogéométriques des guides planaires : données du fabricant

Le choix du dopage des couches et les caractéristiques optogéométriques des guides planaires ont été définies par une optimisation d'un ensemble de paramètres. En effet, pour la réalisation du MIE accordable en longueur d'onde, sont pris notamment en compte l'homogénéité des différentes couches, les propriétés thermo-optiques des matériaux, la photosensibilité du coeur

des guides, la biréfringence, les pertes par propagation... Cependant, le critère principal de choix reste l'intégration du composant dans le système de télécommunication. De ce fait, une différence élevée d'indice coeur gaine ($\Delta n_{cg} = 1,5 \times 10^{-2}$) a été retenue, principalement en vue de limiter la sensibilité des pertes par courbure du guide. Des motifs de guides à plus fort rayon de courbure peuvent ainsi être utilisés, ce qui participe à la miniaturisation du composant.

Nature et concentration des dopants : Une analyse chimique par microsonde² a été réalisée par Alcatel SEL afin de déterminer la nature et la concentration des dopants du coeur. Les résultats sont regroupés dans le tableau 1.1. Le coeur du guide présente un fort dopage en germanium (concentration moyenne en GeO_2 de 15.2% massique). Aucun dopant n'est incorporé dans la couche tampon, alors que la gaine est codopée par du bore et du phosphore. Aucune indication quantitative ne nous a été fournie pour cette couche de recouvrement. Des analyses complémentaires réalisées à l'Université Paris Sud par l'équipe de B. Poumellec, ont révélé des différences de concentration par rapport aux résultats d'analyse d'Alcatel SEL. La concentration moyenne en GeO_2 dans le coeur a été mesurée à 13.8% massique. La présence du bore n'a pas été détectée, ce qui induit des différences notables de concentration des oxydes. Ce problème est bien connu lorsque des éléments dits "légers" (numéro atomique du bore $Z = 5$) sont sondés. Il apparaît d'autant plus pour de faibles concentrations. Nous avons retenu par la suite l'analyse chimique réalisée par Alcatel SEL.

Oxydes	SiO_2	P_2O_5	GeO_2	B_2O_3
Coeur du guide (% massique)	81.2	1.7	15.2	1.9

TAB. 1.1 – Concentration moyenne des différentes espèces présentes dans le coeur du guide planaire. Les valeurs sont exprimées en pourcentage massique (d'après Alcatel SEL).

Dimensions : Les épaisseurs des couches ont été mesurées à l'aide de clichés pris par un microscope électronique à balayage. Les valeurs correspondantes à la couche tampon et à la gaine ainsi que les dimensions de la section des coeurs des guides sont rassemblées dans le tableau 1.2. Par ailleurs, l'épaisseur des couches présente une homogénéité sur toute la longueur du wafer estimée à $\pm 0.1 \mu m$. De même, la définition du coeur par marquage RIE présente une bonne uniformité sur toute la longueur (déviations statistiques de l'épaisseur inférieure à 2.2 %).

²L'analyse chimique par microsonde consiste au bombardement électronique d'un échantillon et à l'analyse spectroscopique de la fluorescence X qui résulte de l'impact électronique.

Désignation du wafer	V0-14/19	V0-14/21
Épaisseur de la couche tampon	14.7 μm	14.6 μm
Épaisseur de la gaine	21.4 μm	20.3 μm
Section du coeur du guide	4.5 $\mu m \times 4.5 \mu m$	4.4 $\mu m \times 4.4 \mu m$

TAB. 1.2 – Dimensions des couches constitutives des wafers (d’après Alcatel SEL).

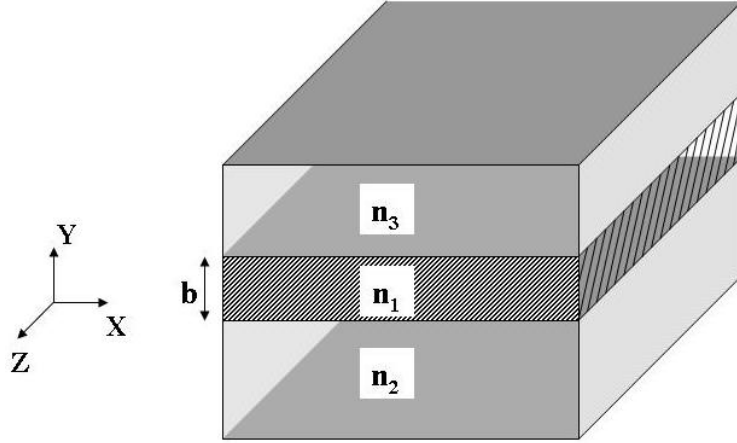


FIG. 1.4 – Schéma du guide d’onde plan asymétrique. La propagation de l’onde s’effectue selon l’axe \vec{Oz} .

Indice de réfraction : Les mesures des indices de réfraction des différentes couches du wafer ont été effectuées à l’aide de la méthode m-lines [59]. Le faisceau provenant d’une source laser émettant à la longueur d’onde $1.3 \mu m$ est injecté au moyen d’un prisme. Différentes mesures ont été confrontées. Sur un premier échantillon, une couche correspondant au coeur a été déposée sur la couche tampon (elle-même déposée sur le substrat de silicium) afin d’être en mesure de déterminer l’indice du coeur. De la même façon, l’indice de réfraction de la gaine a été déterminé en déposant une couche de gaine sur la couche tampon. Enfin sur un troisième wafer, les couches correspondant au coeur et à la gaine sont déposées sur la couche tampon, les indices de réfraction des deux couches sont déterminés.

La méthode employée ici pour caractériser les couches du wafer repose sur le modèle du guide d’onde plan asymétrique schématisé sur la figure 1.4. Un milieu diélectrique parfait (isotrope, sans perte, et d’épaisseur constante) d’indice n_1 est intercalé entre deux milieux diélectriques parfaits d’indice n_2 et n_3 . Les modes guidés peuvent être classés suivant deux familles : modes transverses électriques TE ou modes transverses magnétiques TM. Le mode TE (respectivement TM) caractérise la propagation d’une onde électromagnétique dont le champ électrique

(resp. magnétique) ne présente qu'une seule composante selon l'axe \vec{x} . Pour un mode TE, le champ électrique s'écrit $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ tandis que le champ magnétique associé est tel que $\vec{H} = (0, H_y, H_z)$. Pour un mode TM, les champs électrique et magnétique sont définis par les composantes suivantes : $\vec{H} = (H_x, 0, 0)$ et $\vec{E} = (0, E_y, E_z)$. Le problème de la propagation guidée dans cette structure a été traité dans [60, 61].

Le tableau 1.3 rassemble les valeurs des indices des couches qui correspondent à la propagation du premier mode guidé. Ces informations sont données pour les deux types de wafer aux longueurs d'onde de $1.3 \mu m$ et de $1.55 \mu m$. L'incertitude sur ces valeurs est estimée à $\pm 5.10^{-5}$. Les valeurs à $\lambda = 1.55 \mu m$ ont été obtenues en considérant que les indices des couches suivent la relation de dispersion de Sellmeier établie pour la silice fondue [62]. Les informations données pour le wafer V0-14/19 n'indiquent pas que les couches des guides sont biréfringentes. Au contraire, les indices de réfraction des couches du wafer V0-14/21 diffèrent selon le mode guidé TE ou TM, illustrant ainsi le caractère biréfringent des couches. La valeur de biréfringence de la couche correspondant au coeur (de l'ordre 2.4×10^{-4}) est comparable aux biréfringences généralement mesurées dans les systèmes planaires Si/SiO_2 [29, 63]. Au contraire, la valeur de biréfringence de la gaine (de l'ordre 1×10^{-5}) reste faible. Nous pouvons supposer que la biréfringence de la gaine est liée à l'anisotropie du matériau alors que celle du coeur (un ordre de grandeur supérieur) résulte majoritairement des contraintes liées à la différence de coefficients d'expansion thermique du substrat et du superstrat. Partant de cette hypothèse, le protocole de fabrication du guide suivi par Alcatel SEL a été défini afin de réduire significativement la biréfringence du coeur. La gaine de recouvrement a été ici codopée par du bore de façon à ajuster le coefficient d'expansion thermique des couches silice et silicium [63]. Cette opération a ainsi permis de réduire les contraintes entre le substrat et le superstrat.

Par ailleurs, l'examen du tableau montre une différence d'indice coeur gaine de l'ordre de 1.5×10^{-2} , semblable pour les deux types de wafer. Enfin, on peut noter que le coeur du wafer V0-14/19 est entouré de milieux de même indice alors que le wafer présente un profil de guide d'onde légèrement asymétrique.

Pertes par propagation d'un mode : Les pertes par propagation dans le coeur ont été mesurées par Alcatel SEL pour des wafers non recouverts par la gaine, c'est-à-dire pour des films minces. Les mesures ont été effectuées par la méthode des deux prismes. Un premier, fixe,

Désignation du wafer	Couche tampon $1.3 \mu m / 1.55 \mu m$	Coeur $1.3 \mu m / 1.55 \mu m$	Gaine $1.3 \mu m / 1.55 \mu m$
V0-14/19	1.4455 / 1.4426	1.4605 / 1.4576	1.4455 / 1.4426
V0-14/21 TE	1.44833 / 1.44543	1.46332 / 1.46042	1.44847 / 1.44557
V0-14/21 TM	1.44939 / 1.44649	1.46356 / 1.46066	1.44846 / 1.44556

TAB. 1.3 – Indice de réfraction des couches de l'échantillon exprimé aux longueurs d'onde de $1.3 \mu m$ et $1.55 \mu m$.

permet d'injecter dans le guide la lumière provenant d'une source émettant à $\lambda = 1.3 \mu m$. Le second prisme est susceptible d'être déplacé le long de l'axe de propagation \vec{Oz} de la couche. Un détecteur mesure le signal optique en sortie du prisme, ce qui permet de suivre son évolution en fonction de z . Les pertes linéiques de propagation ont été évaluées à $0.1 dB.cm^{-1}$ pour les modes TE et TM d'ordre inférieur.

Conclusion : *Les données concernant les caractéristiques du guide ne sont pas exhaustives et ne permettent pas de déterminer avec précision les paramètres critiques intervenant dans les expériences d'inscription de réseaux de Bragg. Nous pouvons citer par exemple la prédiction de la longueur d'onde de Bragg des réseaux au début de leurs inscriptions. En effet, les indices de réfraction des couches données ici correspondent à ceux des matériaux. Aucune mesure n'a été effectuée sur les indices effectifs associés à la propagation des modes dans le guide planaire.*

Nous avons donc cherché à déterminer les indices effectifs des modes du guide et la longueur d'onde de coupure au-delà de laquelle le guide présente un caractère monomodal. Nous nous sommes également intéressé aux évolutions de ces deux paramètres suivant la variation d'indice créée dans le coeur. Enfin, nous nous sommes proposé d'évaluer l'intégrale de recouvrement du mode (proportion d'énergie du mode guidée dans le coeur du guide planaire). Cette donnée est en effet nécessaire pour estimer la variation d'indice créée lors des insulations du guide.

1.1.2 Modélisation de quelques propriétés du guide droit isotrope

1.1.2.1 Calcul de l'indice effectif n_{eff} des modes fondamentaux E_{11}^x et E_{11}^y

Afin de déterminer l'indice effectif des modes fondamentaux guidés, deux méthodes ont été utilisées : une résolution analytique de l'équation de dispersion dans le guide d'onde droit (méthode développée par E. Marcatili [64]) et une approche numérique basée sur la méthode des

éléments finis (MEF).

L'écriture des modes dans le guide d'onde plan rectangulaire par la méthode de Marcatili est décrite dans l'annexe B. Les relations B.14 et B.15 permettent de déterminer les indices effectifs des modes fondamentaux E_{11}^x et E_{11}^y . Pour ce faire, les caractéristiques optogéométriques des guides (dimension et indice de réfraction des couches) décrites dans la section 1.1.1.4 ont été prises en compte (tableaux 1.2 et 1.3). Les calculs ont été effectués sur la gamme de longueur d'onde $[1.4 \mu m; 1.6 \mu m]$ en considérant que l'évolution des indices de réfraction des couches avec la longueur d'onde suit la relation de dispersion de la silice pure [62]. Les résultats des calculs relatifs au wafer de désignation V0-14/19 sont présentés sur la figure 1.6. Pour ce type de wafer, les indices de réfraction de la couche tampon et de la gaine sont égaux ($n_t = n_g$). Les modes fondamentaux E_{11}^x et E_{11}^y sont donc dégénérés ($n_{eff}^{E_{11}^x} = n_{eff}^{E_{11}^y}$).

La méthode des éléments finis (MEF) [65] est une technique de calcul numérique vectoriel³. Le principe est le suivant : 1) Le milieu continu est subdivisé en un nombre fini d'éléments dont le comportement est représenté par un nombre fini de paramètres 2) La résolution du problème global, obtenu par assemblage des éléments, suit les règles qui régissent les structures discrètes. Dans notre étude, le problème consiste à résoudre l'équation aux valeurs propres de Helmholtz 1.1 exprimée ici pour le champ magnétique. Cette équation se déduit des équations de Maxwell après avoir choisi une forme de solution du type e^{-jk_0z} où k_0 est la constante de propagation axiale du mode guidé.

$$\nabla \times (\varepsilon_r^{-1} \nabla \times \vec{H}) = k_0^2 \vec{H} \quad (1.1)$$

Le logiciel Comsol Multiphysics, module additionnel de Matlab conçu par la société Comsol, a été utilisé afin de déterminer les modes (vecteurs propres) et les indices effectifs (valeurs propres). Auparavant, la géométrie du guide planaire, les indices des matériaux (permittivités ϵ et perméabilités μ) ont été définis dans le logiciel puis le maillage de la structure a été optimisé. La figure 1.5 présente la répartition transverse d'énergie propagée par le mode fondamental E_{11} dans le guide planaire V0-14/19 à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu m$.

La figure 1.6 présente l'évolution de l'indice effectif du mode fondamental $n_{eff}^{E_{11}}$ dans l'inter-

³La méthode MEF a été présentée et comparée à d'autres méthodes numériques dans le cas particulier du calcul des indices effectifs des modes de propagation dans les fibres microstructurées [66].

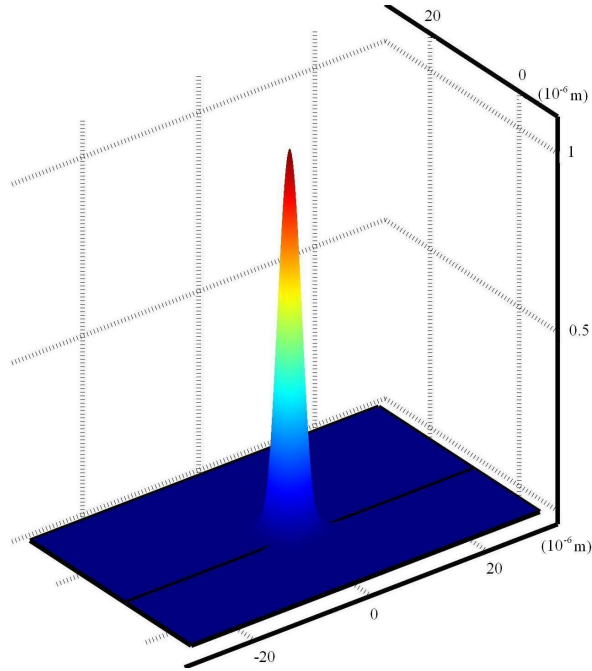


FIG. 1.5 – Répartition spatiale de l'énergie du mode fondamental E_{11} . La simulation a été effectuée à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu m$ (wafer V0-14/19).

valle de longueur d'onde $[1.4 \mu m; 1.6 \mu m]$. Deux courbes sont représentées, celle correspondant au calcul effectué par la méthode proposé par Marcatili (triangles vides) d'une part, et celle correspondant au calcul effectué par la MEF d'autre part (cercles vides). La différence entre les deux indices effectifs simulés s'accroît avec la longueur d'onde, elle est de l'ordre de 5×10^{-4} à $\lambda = 1535 nm$.

Afin de confronter ces résultats avec ceux obtenus par l'expérience, un réseau de Bragg a été photoinscrit dans le coeur du guide par la méthode du masque de phase. La mesure de la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau au début de l'inscription (dès l'apparition du premier spectre du réseau de Bragg) et la connaissance du pas du masque p permettent de déterminer la valeur de l'indice effectif du mode de propagation suivant la relation 1.2.

$$\lambda_B = n_{eff} \cdot p \quad (1.2)$$

Le résultat obtenu $n_{eff} = 1.4524$ est représenté par le cercle plein sur la figure. Nous constatons un écart d'indice effectif Δn_{eff} de l'ordre de 1.3×10^{-4} entre la détermination par la méthode des réseaux de Bragg et celle qui se déduit de la modélisation par la méthodes des éléments finis. Nous estimons l'incertitude expérimentale sur la mesure de la longueur d'onde de Bragg à

environ 50 pm . Cette incertitude correspond à une incertitude sur la détermination de n_{eff} de l'ordre de 4.7×10^{-5} . Nous pouvons donc considérer que l'écart de l'ordre de 1.3×10^{-4} mis en évidence sur la figure 1.6 commence à être significatif⁴. Il reste toutefois notablement inférieur à celui obtenu en utilisant la méthode analytique proposée par Marcatili.

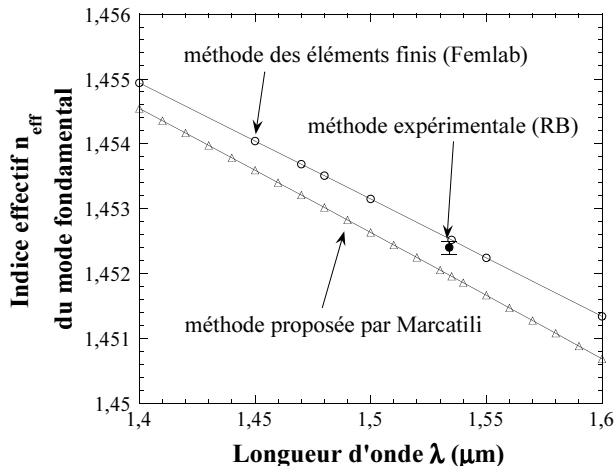


FIG. 1.6 – Évolution de l'indice effectif n_{eff} du mode fondamental E_{11} en fonction de la longueur d'onde de la radiation injectée dans le guide (wafer V0-14/19).

L'insolation du guide par un champ de franges ultraviolette se traduit par la création d'une modulation d'indice de réfraction et une modification de l'indice moyen du coeur du guide⁵. Nous nous sommes donc proposé de simuler l'évolution de l'indice effectif n_{eff} du mode fondamental en fonction de la variation Δn_{moy} de l'indice de réfraction créée dans le coeur du guide par une insolation lumineuse. Les résultats de la simulation obtenus par la MEF sont présentés sur la figure 1.7. Les calculs ont été effectués pour le wafer V0-14/19 à la longueur d'onde $\lambda = 1535 \text{ nm}$. Ainsi par exemple, une variation d'indice moyen Δn_{moy} de 5×10^{-3} s'accompagne d'une variation d'indice effectif Δn_{eff} de l'ordre de 2.4×10^{-3} et donc d'une variation de longueur d'onde de Bragg $\Delta \lambda_B$ de l'ordre de 2.6 nm .

1.1.2.2 Évolution de la longueur d'onde de coupure λ_c des premiers modes d'ordre supérieur en fonction de la variation d'indice moyen créée

Nous avons fait l'hypothèse que le second mode de propagation du guide planaire est représenté indifféremment par un des modes E_{12}^x , E_{21}^x , E_{12}^y ou E_{21}^y . En effet, en raison de la

⁴Une légère différence entre les indices des matériaux du guide avec ceux des couches (tableau 1.3) peut être à l'origine de l'écart.

⁵On suppose ici que l'insolation ne modifie pas les indices de réfraction de la gaine et de la couche tampon.

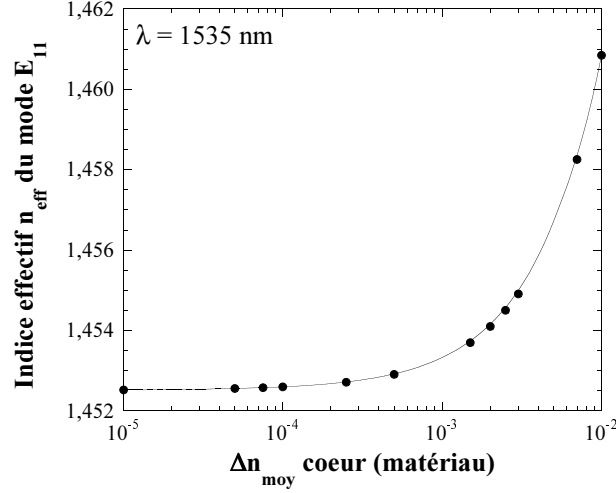


FIG. 1.7 – Évolution de l’indice effectif n_{eff} du mode fondamental E_{11} en fonction de la variation d’indice moyen Δn_{moy} créée dans le coeur du guide par une insolation (wafer V0-14/19). La simulation par la MEF a été effectuée à la longueur d’onde $\lambda = 1535 \text{ nm}$.

quasi-symétrie du guide, les longueurs d’onde de coupure des différents modes sont très voisines ($\Delta \lambda_c < 0.2 \text{ nm}$). Par ailleurs, dans le cas du wafer V0/14-19 où les indices de réfraction de la couche tampon et de la gaine sont égaux, les modes E_{12}^x et E_{12}^y d’une part, et E_{21}^x et E_{21}^y d’autre part, sont dégénérés ($n_{eff} \simeq 1.4481$ à $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$). Nous pouvons ainsi définir une longueur d’onde de coupure λ_c au-delà de laquelle le guide conserve un caractère monomodal. Ce point est important car les spécifications du MIE requièrent une propagation de type unimodal dans le guide. L’évolution de la longueur d’onde de coupure λ_c dans le wafer V0/14-19 en fonction de la variation d’indice moyen Δn_{moy} est représentée sur la figure 1.8. Des simulations ont été effectuées pour certaines valeurs discrètes de Δn_{moy} , la ligne continue sur la figure 1.8 constituant une interpolation effectuée sur ces valeurs. Comme précédemment, la relation de Sellmeier a été retenue pour simuler l’évolution des indices de réfraction des couches du wafer avec la longueur d’onde. L’examen de la figure montre qu’une variation d’indice moyen de l’ordre de 2.26×10^{-3} rend le guide bimode à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$.

1.1.2.3 Évolution de l’intégrale de recouvrement du mode fondamental η en fonction de la variation d’indice moyen créée

Le principe de la méthode utilisée pour déterminer l’amplitude de la modulation d’indice Δn_{mod} et de la variation d’indice moyen Δn_{moy} à partir des caractéristiques spectrales du réseau est rappelé dans l’annexe C. La détermination de ces deux quantités impose la connaissance de

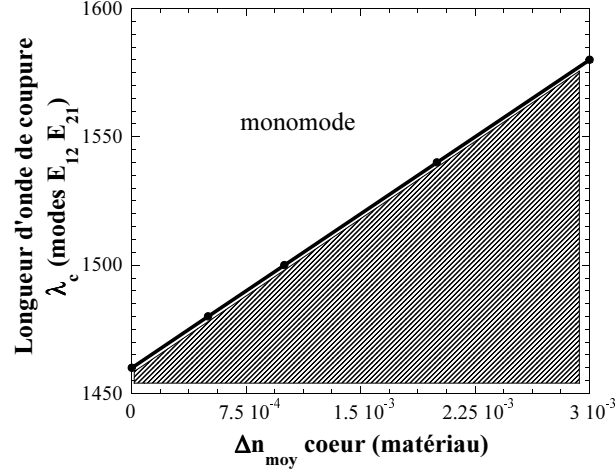


FIG. 1.8 – Évolution de la longueur d'onde de coupure λ_c des premiers modes d'ordre supérieur en fonction de la variation d'indice moyen Δn_{moy} (wafer V0-14/19).

l'intégrale de recouvrement du mode guidé η . Celle-ci est définie comme étant la proportion de la puissance optique guidée qui se propage dans le coeur du guide par rapport à la puissance totale véhiculée par le mode. L'intégrale de recouvrement η est une fonction de la différence d'indice coeur gaine Δn_{cg} . Étant donnée la différence d'indice coeur gaine élevée ($\Delta n_{cg} = 1,5 \times 10^{-2}$) du guide planaire, le mode fondamental est confiné dans le coeur non insolé à hauteur de $\eta \simeq 0.76$ à $\lambda = 1.55 \mu m$. Lors de l'insolation du coeur ou d'une sensibilisation du guide, l'indice moyen augmente, ce qui induit une variation de η . La simulation de l'évolution de η en fonction de la variation d'indice moyen Δn_{moy} créée est représentée sur la figure 1.9. Pour réaliser cette simulation, nous avons émis l'hypothèse que le guide est parfait : le mode fondamental ne couple pas d'énergie vers les modes d'ordre supérieur lorsque la variation d'indice moyen induite par l'insolation est suffisante pour rendre le guide multimode. La valeur de η a été calculée pour une série discrète de valeurs de Δn_{moy} (symbolisées par les cercles vides sur la figure). La ligne continue correspond à une représentation des données par une fonction polynomiale de degré trois à l'aide d'un ajustement par une méthode de moindres carrés.

Cette fonction a été utilisée pour déterminer les variations d'indice Δn du coeur du guide à partir de l'évolution de la longueur d'onde de Bragg du réseau. Comme dans le cas des fibres optiques [67], une méthode itérative a été ensuite mise en oeuvre pour tenir compte de l'évolution de η avec Δn_{cg} . Il est par ailleurs intéressant de noter que compte-tenu de la différence d'indice coeur gaine du guide planaire ($\Delta n_{cg} = 1,5 \times 10^{-2}$) plus élevée que celle d'une fibre optique SMF28 ($\Delta n_{cg} = 3.6 \times 10^{-3}$), une même variation d'indice moyen affecte moins la variation de

l'intégrale de recouvrement du guide planaire que celle de la fibre optique.

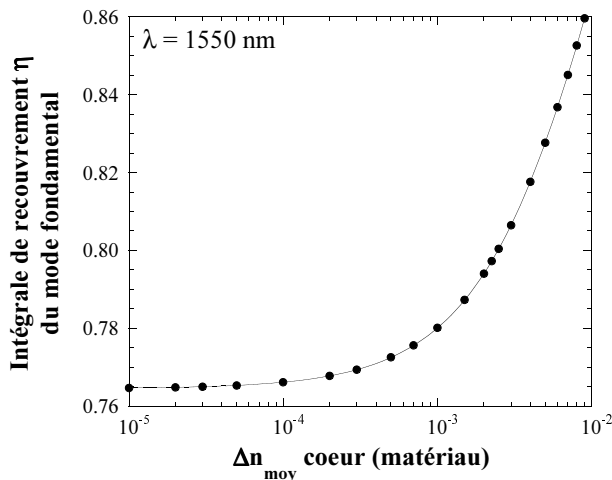


FIG. 1.9 – Évolution de l'intégrale de recouvrement η en fonction de la variation d'indice moyen Δn_{moy} (wafer V0-14/19).

1.2 Méthodes de sensibilisation des échantillons

Les méthodes de sensibilisation que nous avons choisies d'étudier sont l'hydrogénation, l'hypermobilisation UV, et l'hypermobilisation par chargement en hydroxyles. Les différentes insulations UV ont été réalisées à l'aide d'un laser à KrF. Tous ces procédés utilisant les propriétés de photosensibilisation de l'hydrogène moléculaire, nous avons dans un premier temps cherché à caractériser les cinétiques de diffusion de H_2 dans nos guides planaires. Par ailleurs, la photosensibilité des guides planaires sous l'effet d'insulations réalisées par le laser à ArF a également été examinée au cours d'expériences exploratoires.

1.2.1 Procédé d'hydrogénation

1.2.1.1 Diffusion d'hydrogène dans les guides planaires : principe et simulations

Préambule La durée de désorption de l'hydrogène moléculaire stocké dans les guides planaires s'avère en général plus courte que celle dans les fibres optiques. En raison du diamètre de fibre de l'ordre de $125 \mu\text{m}$, le coeur de la fibre reste saturé en hydrogène durant 48 h à température ambiante après que la fibre ait été sortie de l'enceinte d'hydrogénation. Par la suite, la pression résiduelle dans le coeur de la fibre est considérée négligeable au bout de 15 jours. A la différence, dans les films plans dont la surface n'est pas recouverte, l'hydrogène a complètement diffusé

en dehors du coeur en quelques minutes. Pour les guides enterrés, la profondeur à laquelle le guide est enterré va définir la durée de diffusion. Pour nos expériences d'inscription de réseaux de Bragg, il est nécessaire de déterminer la durée caractéristique de diffusion de l'hydrogène afin d'évaluer la période pendant laquelle la photosensibilité du guide reste sensiblement constante.

Principe du chargement en hydrogène du guide planaire par diffusion Le procédé d'hydrogénation consiste à charger le guide planaire par de l'hydrogène moléculaire sous haute pression et à une température voisine de l'ambiante ($22^{\circ}C \leq \theta \leq 110^{\circ}C$). A cet effet, le guide est placé dans une enceinte hyperbare dont la température est maintenue à la température fixée pour un chargement. Dans cette gamme de température, en supposant qu'il n'y ait pas de réaction entre le gaz qui diffuse et la matrice vitreuse de l'échantillon, le processus évoqué est une diffusion physique [68]. La diffusion de l'hydrogène peut donc être décrite par la loi de Fick. Le principe de diffusion de l'hydrogène appliqué à la géométrie du guide planaire (seconde loi de Fick) est présentée dans l'annexe D.

Une première estimation de la durée nécessaire au chargement en hydrogène du guide peut être déduite de la relation 1.3. En effet, dans le cas de la géométrie du guide planaire, il est généralement admis que l'hydrogène moléculaire ne diffuse significativement que dans une dimension par la surface air/silice, c'est-à-dire dans une dimension d'orientation fixée par la normale à cette surface (voir annexe D). Cette hypothèse revient à considérer le cas d'une diffusion à partir d'un élément de volume placé au milieu du guide. Dans ce cas, la durée caractéristique t pour laquelle une molécule d'hydrogène diffuse dans une couche d'épaisseur L est donnée par la relation 1.3 :

$$t = \frac{L^2}{4.D_{H_2}} \quad (1.3)$$

En supposant la couche en silice parfaitement homogène, le coefficient de diffusion de l'hydrogène D_{H_2} dans la silice pure (exprimé en $cm^2.s^{-1}$) est donné par la relation 1.4 [68] :

$$D_{H_2} = D_0 \exp\left(\frac{-E_a}{RT}\right) \quad (1.4)$$

où D_0 représente le facteur pré-exponentiel ($= 2.83 \times 10^{-4} cm^2.s^{-1}$) indépendant de T et P , E_a

l'énergie d'activation ($= 40.19 \text{ kJ.mol}^{-1}$), R la constante des gaz parfaits ($= 8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$) et T la température en K .

Dans la suite, nous supposons que le coefficient de diffusion de l'hydrogène D_{H_2} dans la silice dopée est égal à celui de la silice pure. Sous cette hypothèse, D_{H_2} est identique dans les différentes couches du wafer (couche tampon, coeur et gaine). Une première application numérique montre que, pour un wafer d'épaisseur totale égale à $35 \mu\text{m}$ (voir figure D.1) placé dans une enceinte contenant de l'hydrogène sous pression à une température de 20°C , la valeur de t est estimée à $\simeq 44 \text{ h}$.

Par ailleurs, cette même application numérique déduite de la valeur du coefficient de diffusion de l'hydrogène D_{H_2} estimé dans la silice codopée par du bore et du germanium [69], donne une durée de diffusion t égale à $\simeq 46 \text{ h}$. L'incertitude sur la durée caractéristique de diffusion de l'hydrogène dans le guide planaire liée au choix du coefficient D_{H_2} reste donc faible.

Simulation de la cinétique de chargement du guide par de l'hydrogène à haute pression La relation D.1 (annexe D) régissant l'évolution temporelle de la concentration en H_2 introduit par diffusion dans le guide planaire a été résolue par simulation numérique. Pour cela, un programme utilisant la méthode d'analyse numérique Runge Kutta a été mis au point. Concernant les conditions aux limites du système, deux hypothèses ont été considérées.

1. Le silicium est une frontière "passante". La valeur du coefficient de diffusion de l'hydrogène dans le silicium est supérieure à celle dans la silice de plusieurs ordres de grandeur [70]. En reportant la valeur de ce coefficient à température ambiante ($8.2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$) dans la relation 1.3 pour un wafer de silicium d'épaisseur égale à 1 mm , le temps de diffusion caractéristique t est égal à 30 s . Nous pouvons donc simplifier le système à la diffusion d'hydrogène en supposant que le coeur se situe au centre d'une couche de silice isolée d'épaisseur totale $35 \mu\text{m}$ délimitée par les interfaces silice(couche tampon)/silicium et silice(gaine)/air.
2. Le silicium est une frontière "bloquante". L'hypothèse du silicium "passant" est probablement trop réductrice dans la mesure où l'interface silice/silicium joue un rôle sur les mécanismes de diffusion [71]. Il reste néanmoins difficile de connaître son influence exacte. De ce fait, nous avons également simulé la pression au centre du coeur du guide pour un système où le silicium est considéré "bloquant". De nouvelles conditions aux limites du problème sont appliquées de sorte à ce que la diffusion de l'hydrogène ne se réalise que par la

seule interface silice(gaine)/air.

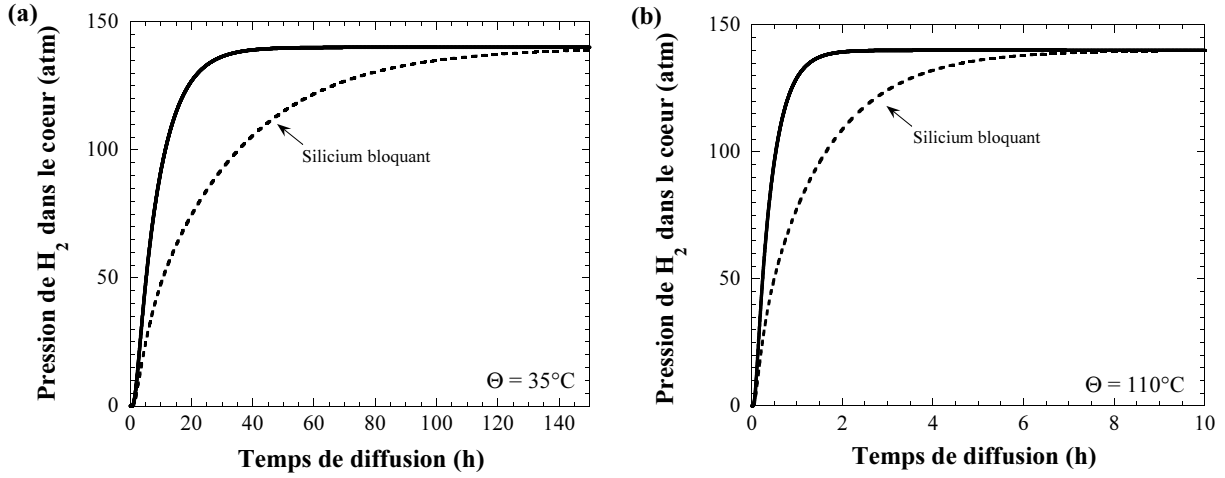


FIG. 1.10 – Évolution de la pression d’hydrogène au centre du coeur du guide en fonction du temps pour un chargement à $P = 140\text{ atm}$ à une température de 35°C (fig. (a)) et 110°C (fig. (b)). Les simulations ont été effectuées dans le cas où le silicium est considéré passant (ligne continue) et bloquant (ligne en pointillée).

Les résultats des simulations numériques de la résolution de l’équation D.1 pour le chargement en hydrogène sous une pression de 140 atm aux températures de 35°C et 110°C sont présentés sur les figures 1.10. Les évolutions de la pression P en hydrogène exprimée en atm au centre du coeur du guide planaire (ligne continue) conduisent à une diffusion quasi-complète de l’hydrogène dans le coeur du guide ($P = 139.9\text{ atm}$) en 57 h et $2\text{ h }40\text{ min}$ respectivement pour des températures de chargement de 35°C et 110°C . Le chargement du guide en hydrogène simulé en retenant l’hypothèse “silicium bloquant” est représenté en ligne pointillée sur les figures 1.10. Dans ce cas, la durée correspondante à une diffusion quasi-complète de H_2 dans le coeur est de l’ordre de 150 h et 8 h pour des températures de chargement respectives de 35°C et 110°C . La durée correspondant effectivement à une diffusion complète de l’hydrogène dans le coeur du guide peut ainsi être encadrée par les valeurs données par les deux courbes.

Simulation du déchargement de l’hydrogène à température ambiante Lorsque l’échantillon est retiré de l’enceinte d’hydrogénation, le gaz piégé diffuse hors de celui-ci. En admettant que l’échantillon est saturé en hydrogène, la pression initiale en H_2 est uniforme dans la section transverse du wafer. Nous avons modélisé l’évolution de la pression P d’hydrogène au centre du coeur du guide en fonction du temps t à température ambiante ($\theta = 22^\circ\text{C}$). Sur les figures 1.11, les lignes continues et les lignes en pointillée décrivent respectivement la pression dans le

coeur dans le cas où le silicium est “passant” et silicium “bloquant”. Les simulations conduisent à des durées d’exo-diffusion complète (la pression résiduelle est inférieure à 0.1 atm) en dehors du coeur du guide planaire en respectivement 110 h et 440 h . Comme l’indiquent les figures 1.11, à température ambiante, la pression dans le coeur du guide reste sensiblement constante pendant 1 h et $1 \text{ h}30$. Au delà, la pression chute de façon significative (perte d’un facteur 2 après moins de 15 h dans l’hypothèse d’un substrat silicium non bloquant). On peut donc craindre que la photosensibilité du coeur amenée par le procédé d’hydrogénation chute au cours d’insolations de durées typiques à quelques heures. En effet dans cette hypothèse, la baisse de la photosensibilité conduirait à un manque de reproductibilité des caractéristiques spectrales du composant.

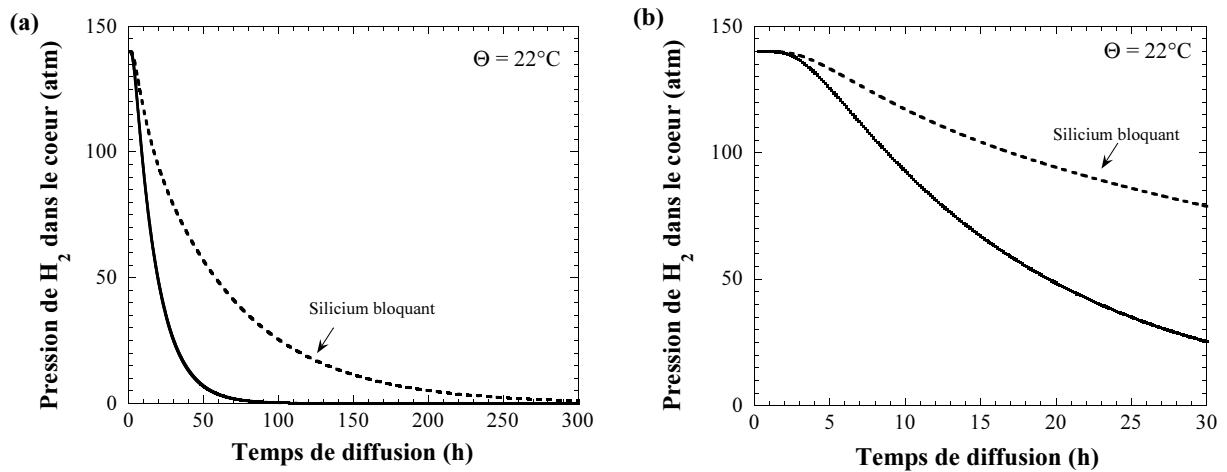


FIG. 1.11 – Simulations de l’exo-diffusion d’hydrogène au centre du guide placé à l’air libre. La figure (b) correspond à une dilatation de l’échelle en temps. Les symboles ont la même signification que sur les figures (a) et (b).

1.2.1.2 Détails expérimentaux relatif au chargement en hydrogène

Les échantillons ont été chargés en hydrogène en procédant de deux façons. Le premier protocole a consisté en un chargement en H_2 sous haute pression ($P = 140 \text{ atm}$) à une température de 35°C (proche de l’ambiante). Afin de saturer le coeur du guide planaire en hydrogène moléculaire, la durée de chargement a été fixée à 10 jours . Le second protocole a été réalisé dans le cadre d’une application à des fins de production industrielle. En effet, afin de réduire la durée de préparation des échantillons avant l’inscription des composants, le chargement en H_2 est souvent accéléré en élevant la température du réservoir d’hydrogène. Ce chargement en hydrogène conduit à une augmentation de la photosensibilité mais peut s’accompagner d’effets néfastes telle que la création de pertes en excès dans la fenêtre de télécommunication (vers $1.5 \mu\text{m}$). Ces

perdes résultent par exemple de la formation d'espèces hydroxyles. Il a été montré que ces effets sont surtout notables pour des températures de chargement au delà de 250°C [68]. De ce fait, dans nos expériences, nous avons choisi de placer les échantillons dans une enceinte sous pression d'hydrogène dont la température a été élevée à 110°C durant *3 jours*.

1.2.2 Procédé d'hypersensibilisation par insolation uniforme

Le procédé d'hypersensibilisation par insolation uniforme (ou hypersensibilisation UV) peut se décomposer en trois étapes. Le procédé consiste tout d'abord à charger l'échantillon en hydrogène sous haute pression ($P = 140 \text{ atm}$) suivant le processus d'hydrogénation accéléré présenté dans la section précédente (110°C durant *3 jours*). Dans un second temps, le coeur du guide planaire est insolé uniformément à l'aide du spot provenant d'un laser UV. Pour ce faire, le wafer est placé sur le banc d'inscription de réseaux de Bragg. Le spot rectangulaire du faisceau UV de longueur $L = 20 \text{ mm}$ et de largeur fixée à $l = 200 \mu\text{m}$ permet de couvrir tout le coeur d'un guide sans insoler son ou ses proches voisins. L'homogénéité de la répartition transversale de l'énergie du faisceau a préalablement été vérifiée. A cette fin, un échantillon de papier photosensible placé perpendiculairement à la direction du faisceau émis par le laser a été insolé par 1000 impulsions lumineuses. Les paramètres qui caractérisent l'insolation uniforme sont les suivants : le nombre de tirs reçus par le guide planaire est noté N_{pre} , la densité d'énergie par impulsion s'écrit F_{pre} . La densité d'énergie cumulée reçue par l'échantillon, notée F_c^{pre} s'obtient alors en multipliant les deux paramètres $F_{pre} \times N_{pre}$. La troisième étape consiste à faire désorber l'hydrogène résiduel contenu dans l'échantillon. En effet, à la fin de l'insolation, tout l'hydrogène contenu dans le guide n'a pas été consommé par les processus physico-chimiques induits par l'insolation. Il est donc impératif de déshydrogéner le guide planaire avant inscription du réseau de Bragg de façon à maintenir fixe la photosensibilité du guide pendant cette inscription. Dans nos expériences, le processus de diffusion hors du guide planaire est accéléré en plaçant pendant *6 jours* le wafer dans un four ouvert sur l'atmosphère ambiante. La température du four est fixée à 110°C .

1.2.3 Procédé de sensibilisation par chargement en espèces hydroxyles

Le procédé de sensibilisation par chargement en espèces hydroxyles s'effectue également à l'aide de trois opérations successives. Dans un premier temps, l'échantillon est chargé en hydrogène sous haute pression ($P = 140 \text{ atm}$). La seconde étape consiste à placer le wafer pendant

une période courte (de l'ordre de 1 s pour les fibres optiques) dans un four tubulaire dont la température est fixée (de l'ordre de 1000°C). La durée d'élévation thermique Δt et la température du four θ sont les paramètres qui caractérisent cette seconde étape. Enfin dans un troisième temps, l'échantillon est déshydrogéné suivant la méthode décrite précédemment. L'optimisation du procédé nécessite que les paramètres Δt et θ soient ajustés en fonction de la nature du guide dont on cherche à augmenter la photosensibilité. L'ajustement de ces paramètres s'est, dans le cas particulier de nos échantillons, révélé délicat. En effet, le nombre limité de wafers mis à notre disposition et le fait que la sensibilisation d'un wafer engendre la sensibilisation de tous les guides planaires qui le composent, n'ont permis d'effectuer qu'un nombre limité d'essais.

1.3 Montages et dispositifs expérimentaux permettant de caractériser les réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires

1.3.1 Le dispositif d'analyse

Préambule Le dispositif expérimental utilisé pour enregistrer les spectres de transmission des réseaux de Bragg photoinscrits (l'objectif consiste ici à mesurer les caractéristiques spectrales de ces réseaux), doit rester stable pendant des irradiations de longue durée (1 h environ). Plusieurs possibilités se sont offertes à nous. La méthode couramment employée pour enregistrer le spectre en transmission du réseau de Bragg consiste à injecter le flux lumineux issu d'un laser accordable dans le guide, puis à recueillir le flux en sortie du guide. Ces opérations peuvent être réalisées au moyen de fibres monomodes collées sur les faces d'entrée et de sortie des guides après un alignement rigoureux. Cependant, en raison des faibles distances séparant deux guides (250 μm), cette façon de procéder s'est avérée d'une mise en oeuvre délicate. Il nous est en effet apparu que sa maîtrise nécessitait un nombre d'essais peu compatible avec le nombre limité de guides dont nous disposons. De plus, elle n'est pas adaptée à des expériences de vieillissement accéléré. En effet, pour ce type d'expériences, les guides sont soumis à des élévations de température pouvant atteindre 800°C. La résine employée pour coller les fibres se dégrade lorsqu'elle est soumise à des températures supérieures à 200°C. Nous avons donc choisi de ne pas coller les fibres servant à injecter et à recueillir le flux lumineux dans le guide mais d'optimiser leurs positions en référence au coeur du guide planaire. Puis nous introduisons un liquide d'indice dans l'espace séparant les

faces des fibres et du guide. Cette technique d'aboutage de la fibre et du guide planaire a été répétée à chaque mesure de caractéristiques du guide planaire ou du réseau de Bragg photoinscrit. De par sa nature, cette technique d'injection peut conduire à des instabilités. Nous décrivons dans la suite les mesures que nous avons effectuées pour estimer ces instabilités et leurs conséquences sur la mesure des caractéristiques spectrales de réseau.

Description du montage d'injection et de détection des faisceaux laser Le montage est employé spécifiquement pour caractériser des propriétés optiques des guides planaires. La dimension de la section carrée du coeur du guide ($a = 4.5 \mu m$) nécessite des équipements d'alignement de précision (résolution nécessaire des déplacements dans les trois dimensions $\leq 0.1 \mu m$). L'échantillon contenant les guides est disposé sur une platine de microdéplacement centrale. Le wafer est placé sur un support adapté aux guides planaires. Percé de huit trous, le support est relié à une mini-pompe à vide (type Linicon LV125 développée par la société Nitto Kokhi Co.). Le support est fixé sur la platine de microdéplacement quatre axes (Melles Griot) ayant des latitudes de réglage dans deux directions de l'espace (\vec{Oy} , \vec{Oz}) ainsi que des réglages angulaires autour de ces axes. Les degrés de liberté disponibles permettent de superposer le spot du laser UV avec le coeur du guide pendant l'insolation. Les fibres d'injection et de réception sont des fibres optiques standards de télécommunication SMF28⁶. Celles-ci sont disposées sur des platines de translation trois axes (x , y , z) contrôlées par piézoélectriques qui garantissent des déplacements de la fibre par pas de $50 nm$ (voir figure 1.12).

Par ailleurs, en raison de la différence entre les caractéristiques optogéométriques des fibres optiques et des guides planaires, le montage introduit des pertes par couplage. Le calcul et l'estimation de ces pertes sont présentés dans l'annexe E.

Protocole de réglage d'aboutage fibre/guide ou guide/fibre Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1.12. Les étapes du protocole expérimental que nous avons suivi pour effectuer le réglage du couplage y sont décrites.

⁶Ce type de fibres optiques constitue également le choix de connectique du MIE pour son intégration dans le réseau de télécommunication (annexe A).

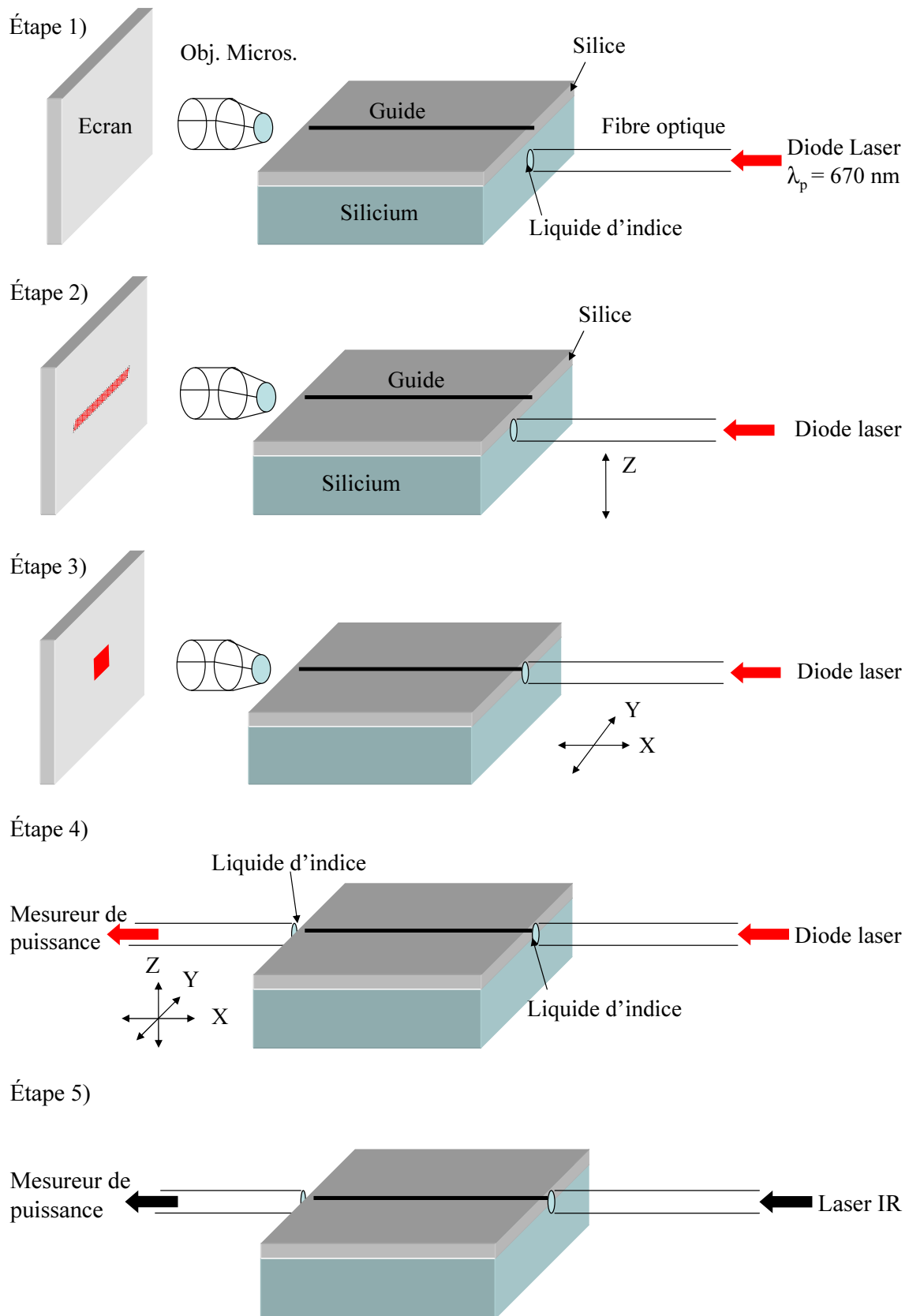


FIG. 1.12 – Protocole de réglage du dispositif d'analyse des guides planaires.

Dans un premier temps, il est nécessaire de situer le coeur du guide dans la section du wafer. Afin de visualiser le coeur à l'oeil nu, nous utilisons une diode laser fibrée (Wavetek VFF5) émettant à la longueur d'onde $\lambda = 670 \text{ nm}$. Le flux lumineux issu de celle-ci est injecté dans le coeur de la fibre optique d'entrée SMF28 à l'aide d'une union de connectiques clivées en angle FC/APC. La face de sortie de la fibre optique a auparavant été recouverte par du liquide d'indice. A la sortie du guide planaire, un objectif de microscope de grossissement ($\times 10$) est centré sur la sortie du guide par les déplacements micrométriques de la platine de translation (étape 1). La seconde étape consiste à mettre en place la fibre d'entrée en la déplaçant suivant une dimension (verticale selon \vec{Oz}) par rapport au guide. La fibre d'entrée est déplacée suivant l'axe \vec{Oz} jusqu'à ce qu'apparaisse sur l'écran placé derrière l'objectif de microscope l'image du coeur à la sortie du guide. Cette image n'apparaît que si et seulement si l'injection se situe dans la zone délimitée par l'interface couche tampon/gaine correspondant au guidage de la lumière. Lors de la troisième étape, la fibre optique est déplacée suivant l'axe \vec{Oy} perpendiculaire à l'axe optique du guide. Lorsque la fibre est alignée avec le coeur du guide, l'image de la section du coeur est visualisée sur l'écran. Puis une première optimisation de la distance fibre/guide suivant l'axe \vec{Ox} caractérisée par une augmentation de l'intensité lumineuse sur l'écran est réalisée. L'écart entre la fibre optique et le guide planaire ainsi que leur alignement ont été contrôlés à l'aide d'une visée effectuée au moyen d'un microscope optique qui surplombe le montage (non représenté sur la figure). A titre d'exemple, le cliché d'un aboutage de fibre optique avec le guide planaire photographié par une caméra IR est présenté sur la figure 1.13. Dans ce cas particulier, dans le but de visualiser le spot du faisceau IR, le liquide d'indice n'a pas été introduit dans l'espace séparant l'extrémité de la fibre optique et le guide planaire. Lorsque l'étape 3 est achevée, l'aboutage fibre/guide est réalisé pour la face d'entrée du guide.

En sortie du guide planaire, deux dispositifs ont tour à tour été adoptés. Le premier a consisté à laisser sur la platine de microdéplacement l'objectif de microscope et à placer un détecteur de type photodiode en InGaAs (Rifocs 575L) dans son plan focal. Le signal optique en sortie du guide se propage alors librement dans l'air puis est collecté par le détecteur. Ce dispositif amène un gain de temps dans la mesure où un unique aboutage fibre/guide est requis. Cependant, il est rapidement apparu les limites de ce système pour la détection de réseaux de Bragg. Celles-ci sont développées dans l'annexe F. Le second dispositif collecte le flux lumineux en sortie du guide grâce à une seconde fibre optique (dont l'extrémité a été plongée dans du liquide d'indice) reliée

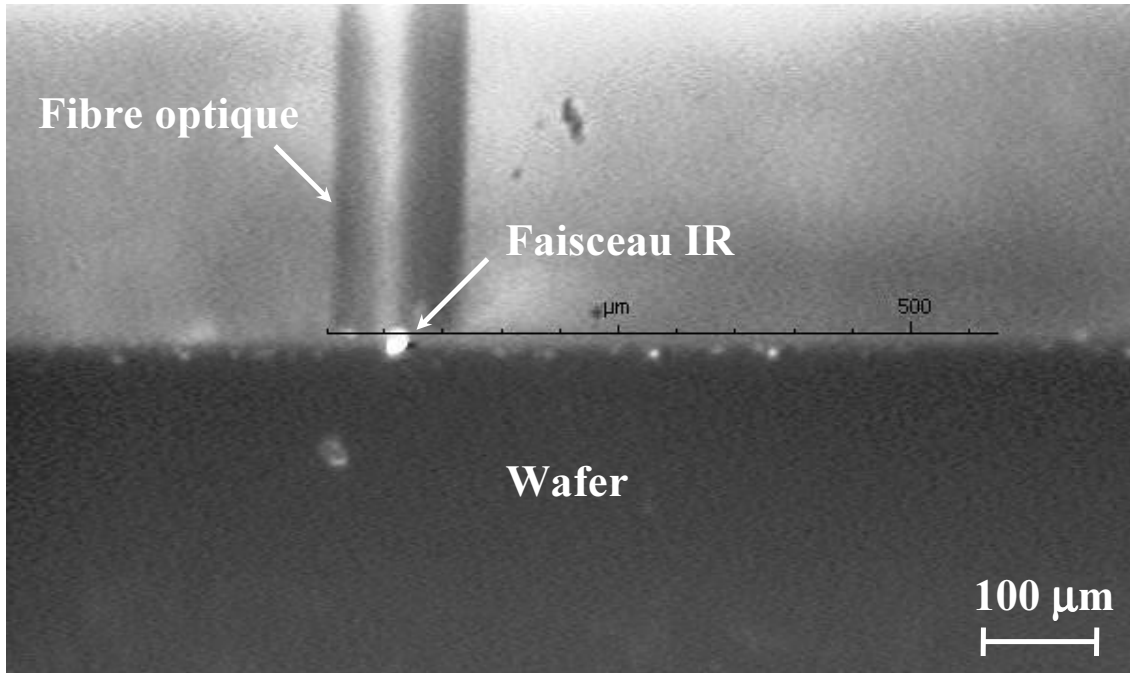


FIG. 1.13 – Cliché de l’aboutage d’une fibre optique SMF28 avec le guide planaire.

au détecteur. Pour ce faire, nous procédons de la même façon que pour l’aboutage fibre/guide sur la face d’entrée. L’alignement guide/fibre est optimisé à l’aide de la platine microdéplacement suivant les trois axes en maximisant la puissance transmise (étape 4). Une dernière optimisation de la puissance transmise est obtenue par un réglage fin de la position de la fibre située en entrée. Enfin, la diode laser à l’entrée est remplacée par la source fibrée IR en connectant la sortie de la source à l’entrée de la fibre optique (étape 5). Dans le cas du montage mettant en oeuvre l’objectif de microscope, seul le réglage du déplacement suivant \vec{Ox} doit être ajusté (la distance focale dépend de la longueur d’onde du faisceau issu de la source employée).

Classiquement, les pertes par couplage mesurées pour un aboutage fibre/guide planaire sont de l’ordre de 3 dB . Par comparaison, les pertes théoriques minimales provoquées par la désadaptation de la taille des modes guidés dans la fibre et le guide sont estimées à 1.8 dB (le calcul est décrit dans l’annexe E). Comme il a été montré dans l’annexe E, le désalignement des coeurs des guides (matérialisé par un écart longitudinal, un écart transverse et/ou une inclinaison des coeurs) induit des pertes supplémentaires à celles engendrées par la désadaptation de la taille des modes. Compte tenu de la résolution du déplacement de la platine piézoélectrique (pas de 50 nm) qui supporte la fibre optique, les pertes engendrées par un écart longitudinal (selon \vec{Ox}) ou par des écarts transverses (selon \vec{Oy} et \vec{Oz}) sont réduites (estimées inférieures à 0.2 dB).

Au contraire, l'inclinaison des coeurs des guides reste un paramètre expérimental plus difficile à maîtriser et peut donc être à l'origine de la différence constaté entre la valeur de perte théorique minimale et celle mesurée. Les pertes totales d'insertion du système pour les deux aboutages fibres SMF28/guide planaire mesurées sont de l'ordre de 4.5 dB .

Les sources optiques Différentes sources ont été employées pour mesurer les caractéristiques optiques du guide planaire ainsi que les caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg photoinscrits. Leurs spécifications techniques sont précisées dans le tableau 1.4. Les sources Tunics (développées par Photonetics) sont des lasers accordables sans saut de mode, caractérisés par une émission stable, monomode longitudinale. Le faisceau émis par le modèle Tunics 1550 est linéairement polarisé en sortie. Ces sources ont été utilisées principalement pour la caractérisation des réseaux de Bragg. Par ailleurs, un mesureur de longueur d'onde (modèle Hewlett Packard HP86120B), couplé en sortie des sources accordables, est également utilisé afin d'améliorer la précision des mesures de longueurs d'onde. Le mesureur de longueur d'onde est constitué d'un interféromètre de Michelson éclairé par un laser auxiliaire à fréquence stabilisée. La différence de marche entre les bras est variable en fonction du temps si bien que les franges formées à partir des deux sources (référence et signal) défilent et sont comptées. Une comparaison entre les nombres de franges issues des deux systèmes permet de mesurer la fréquence du laser signal avec une précision de l'ordre de 1 pm .

Désignation commerciale	Tunics 1550	Tunics BT	HP 86120B
Domaine spectral d'utilisation (nm)	1480 – 1580	1500 – 1570	700 – 1650
Précision absolue en longueur d'onde (nm)	± 0.2	± 0.2	± 0.001
Précision relative en longueur d'onde (nm)	± 0.01	± 0.01	± 0.0001
Unité de déplacement en longueur d'onde (nm)	0.002 – 20	0.01 – 20	—
Temps minimal par unité de déplacement (s)	0.1	0.1	0.5
Stabilité de l'émission	$\pm 0.01\text{ dB/h}$	$\pm 0.01\text{ dB/h}$	—
Largeur de raie typique	100 kHz	150 kHz	—
Puissance de sortie maximale	1 mW	1 mW	—
Type de sortie (ou entrée)	Fibrée, O.N.= 0.1	Fibrée, O.N.= 0.1	Fibrée

TAB. 1.4 – Spécifications techniques des sources de détection et du mesureur de longueur d'onde utilisés (données constructeur).

Dispositif expérimental utilisé pour caractériser spectralement les réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides planaires Le schéma du dispositif est présenté sur la figure

1.14. Deux fibres optiques dont une extrémité a été plongée dans du liquide d'indice et placées de part et d'autre du guide planaire constituent le dispositif d'injection et de réception de la puissance dans le guide. Ce choix résulte de l'analyse des résultats présentée dans l'annexe F. Les aboutages du guide planaire avec les fibres optiques sont réalisés selon le protocole présenté dans la section précédente (utilisation de la diode laser fibrée).

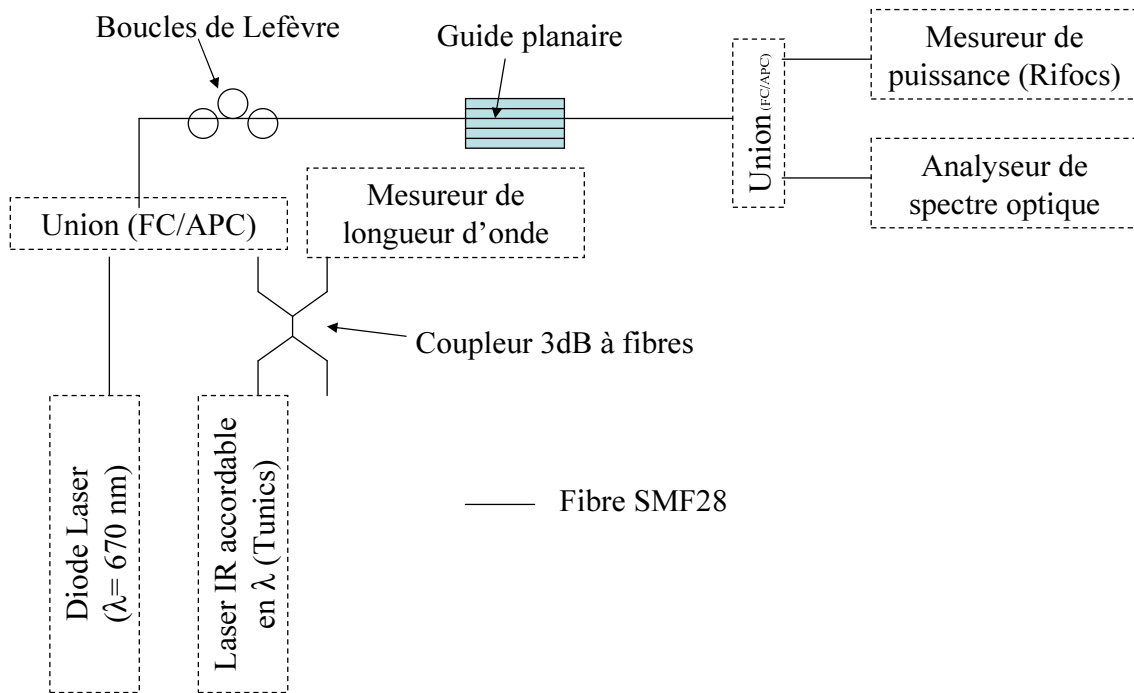


FIG. 1.14 – Dispositif expérimental destiné à la caractérisation spectrale des réseaux de Bragg.

Le flux lumineux issu de la source laser accordable est injecté dans un coupleur optique 50/50. Le signal provenant d'un port de sortie du coupleur est transmis au mesureur de longueur d'onde tandis que le signal de l'autre port de sortie est injecté dans le coeur du guide planaire par l'intermédiaire de la première fibre aboutée. En sortie du guide planaire, le signal est collecté par le mesureur de puissance Rifocs via la seconde fibre aboutée. Le signal électrique délivré par le détecteur est alors enregistré en fonction de la longueur d'onde de la source accordable sur un système d'acquisition numérique. Il est ainsi possible d'enregistrer la transmission du guide planaire en fonction de la longueur d'onde puis de déterminer les caractéristiques spectrales du réseau de Bragg.

Stabilité du montage d'analyse en fonction du temps Nous avons enregistré la stabilité de l'efficacité de l'injection du flux lumineux dans le guide au cours du temps. A cette fin, le

flux lumineux issu du laser accordable Tunicis (garantissant une stabilité de l'intensité lumineuse de 0.01 dB/h) est injecté dans le coeur du guide puis est collecté par le détecteur. La puissance transmise est mesurée à différents intervalles de temps. La puissance est normalisée par rapport à la puissance mesurée au temps $t = 0$. La figure 1.15 regroupe des exemples d'enregistrements effectués avec quatre guides différents donc avec quatre couplages différents. En particulier, le réglage présentant la moins bonne stabilité dans toutes nos expériences est symbolisé par les losanges pleins.

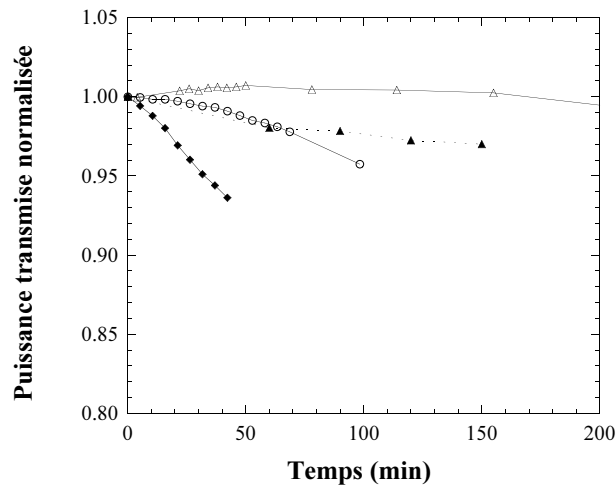


FIG. 1.15 – Stabilité dans le temps de la puissance transmise par le guide planaire.

L'examen de la figure montre une évolution de la puissance transmise au cours du temps (en général une baisse) sans que cette évolution soit reproductible d'un enregistrement à l'autre. La baisse de la puissance ne peut donc être imputée à une dérive des platines de microdéplacements contrôlés par piézoélectriques. Elle doit probablement être liée au déplacement du liquide d'indice ou aux légers mouvements de l'extrémité de la fibre au cours du temps. Dans le cas le plus défavorable, l'évolution de la puissance transmise est limitée à 5% sur une période de 30 min ($\Delta P < 0.5\%$ pour $\Delta t = 1 \text{ min}$). Sachant que la durée typique d'enregistrement d'un spectre de réseau est de l'ordre de 45 s , la puissance peut être considérée comme constante durant cette période. Par conséquent l'instabilité de la puissance transmise n'introduit pas d'incertitude notable sur la mesure de la réflectivité du réseau de Bragg⁷.

⁷La détermination de la réflectivité du réseau imposant la normalisation de la puissance minimale (à la longueur d'onde de Bragg) par la puissance associée aux pieds du pic, l'injection doit être stable durant l'enregistrement du spectre du réseau.

1.3.2 La photoinscription des réseaux de Bragg

Préambule La méthode de photoinscription de réseaux de Bragg repose sur l'insolation latérale du coeur du guide par un système de franges d'interférences à deux ondes ultraviolettes. Des dispositifs interférométriques permettant la création du champ d'interférences à deux ondes adaptés aux fibres optiques ont été développés et largement utilisés au laboratoire. Ils font l'objet de descriptions approfondies dans les mémoires de thèse de S. Legoubin [72], E. Fertein [73] et B. Leconte [74]. En raison de la stabilité inhérente au système à masque de phase, nous avons retenu ce type de dispositif pour inscrire les réseaux de Bragg dans les guides planaires. Cependant, nous avons été conduits à développer un banc d'inscription ajusté à la géométrie et aux caractéristiques des guides planaires.

Description du montage de photoinscription Le montage est schématisé sur la figure 1.16. Le faisceau issu du laser UV n'est pas polarisé. Le spot rectangulaire de dimensions $L \times l = 2\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ à la sortie du laser est focalisé à l'aide d'une lentille de génératrice verticale selon un spot de dimensions $2\text{ cm} \times 180\ \mu\text{m}$. En effet, compte tenu des faibles distances interguides ($250\ \mu\text{m}$), la largeur de spot a été fixée à $180\ \mu\text{m}$ de manière à n'insoler qu'un seul guide. Dans notre montage, la lentille (placée avant le miroir) est disposée de façon à ce que le spot de focalisation se situe quelques dizaines de microns après le masque de phase. Le masque de phase est éclairé sous incidence quasi-normale par le faisceau UV. Les dimensions latérales du faisceau incident sur le masque de phase sont fixées à l'aide d'une fente parallèle au plan du masque et disposée contre lui. L'utilisation d'une fente permet d'une part de fixer la longueur du réseau (approximation de l'optique géométrique). D'autre part, la faible distance fente/masque de phase permet de minimiser l'effet de diffraction des bords de fente qui perturbe le profil des franges d'interférence appliqué sur le guide [74]. Le faisceau UV traverse ensuite le masque de phase et se trouve diffracté. L'interférence entre les ondes diffractées dans les ordres 1 et -1 conduit à la formation d'un système de franges d'interférences rectilignes dont les plans d'égales intensités sont perpendiculaires au plan du masque. L'étude de la figure formée par les ondes correspondant aux différents ordres du masque de phase (franges de Talbot) et issues de ce dernier est rappelée dans [74]. Le masque de phase est placé dans un plan parallèle au plan du wafer (horizontal), ses traits étant orthogonaux au guide. Les caractéristiques spectrales du réseau de Bragg photoinscrit dans le guide sont déterminées à l'aide du dispositif d'analyse décrit dans la section précédente.

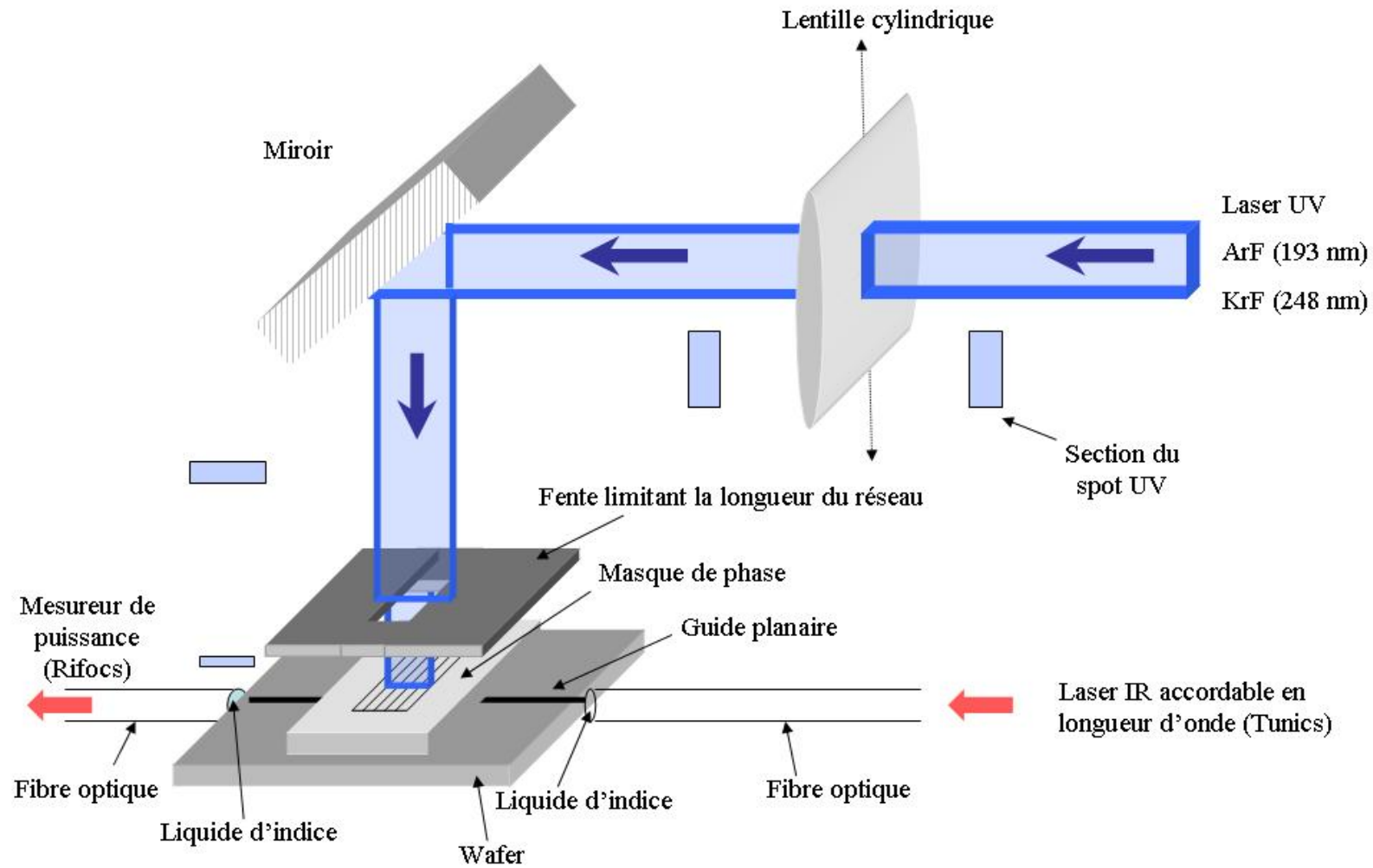


FIG. 1.16 – Schéma du dispositif expérimental de photoinscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires.

Les sources lasers UV Deux sources lasers ont été utilisées pour insoler les guides planaires. Il s'agit de lasers à excimère fonctionnant en régime d'impulsions de largeur temporelle de l'ordre de 20 ns . Lorsque le milieu gazeux amplificateur est constitué d'un mélange de krypton, de difluor et de néon (laser à KrF), le laser émet un rayonnement de longueur d'onde égale à 248 nm . Lorsque le milieu gazeux amplificateur est constitué d'un mélange d'argon, de difluor, d'hélium et de néon (laser à ArF), un rayonnement à la longueur d'onde 193 nm est produit. Au cours de ce travail, le laser à ArF du laboratoire n'a été disponible que pendant de courtes périodes si bien que la plupart de nos résultats sont relatifs à des insolutions effectuées avec le laser à KrF. Le faisceau émis par ces lasers est multimode spatial et la répartition de l'énergie suivant un coupe transverse n'est pas homogène et n'est pas stationnaire. Les caractéristiques de ces deux sources sont présentées dans le tableau 1.5.

Type de laser	ArF	KrF
Fournisseur	Lambda Physik	Lambda Physik
Longueur d'onde (nm)	193	248
Énergie par impulsion (mJ)	200	300
Divergence angulaire ($v \times h$)	$1 \times 3\text{ mrad}$	$1 \times 3\text{ mrad}$
Dimensions du faisceau ($v \times h$)	$12 \times 23\text{ mm}^2$	$12 \times 23\text{ mm}^2$
Polarisation	Non polarisé	Non polarisé
Largeur temporelle (ns)	17	23
Largeur de raie (GHz)	4027	4027
Longueur de cohérence (m)	75.10^{-6}	75.10^{-6}

TAB. 1.5 – Caractéristiques des différentes sources lasers utilisées.

Les masques de phase Deux masques de phase (fabriqués par la société Ibsen) ont été utilisés dans cette étude. La profondeur de gravure de chaque masque est optimisée de façon à ce que l'intensité diffractée par les ordres pairs soit voisine de zéro. L'efficacité de diffraction selon les ordres $+1$ et -1 est alors maximale (de l'ordre de 33%). Les spécifications techniques de ces masques sont présentées dans le tableau 1.6.

Protocole de réglage du banc d'inscription des réseaux de Bragg Le wafer est disposé selon un plan parallèle à celui du masque. Chaque guide doit être placé selon une direction perpendiculaire aux sillons du masque. La distance entre le guide et le masque de phase est une donnée critique pour l'inscription de réseaux de Bragg. En effet, en raison de la divergence du faisceau, le contraste des franges dans un plan parallèle à celui du masque est maximum au

Désignation	$M\phi 1$	$M\phi 2$
Longueur d'onde d'utilisation (nm)	248	193
Périodicité des gravures (nm)	1056	1061
Longueur d'onde de Bragg (nm) calculée pour $n_{eff} = 1.4524$	1533.73	1541.00
Efficacité dans l'ordre 0	0.7 %	1 %
Seuil de fracture optique en régime nanoseconde (J/cm^2)	1	1

TAB. 1.6 – Caractéristiques des masques de phase utilisés pour photo inscrire les réseaux de Bragg.

voisinage du plan du masque (de l'ordre de quelques λ). La distance doit donc être minimisée de façon à ce que le contraste des franges soit maximum [74]. A cette fin, le masque de phase est placé sur un support lui-même fixé sur une platine de microdéplacement trois axes et motorisée suivant l'axe parallèle aux sillons. L'emploi de cette platine motorisée (développée par la société Schneeberger) permet de disposer le masque de phase toujours à la même position à chaque inscription. Un système de visée dans un plan perpendiculaire (utilisant un microscope optique se translatant le long de l'échantillon) permet de vérifier le parallélisme entre le plan du wafer et celui du masque de phase ainsi que la perpendicularité entre les traits de masque et le guide planaire. Le masque de phase est déplacé jusqu'à ce qu'il soit accolé au wafer. Lorsque le contact physique entre les deux plans est réalisé, l'efficacité du couplage du flux lumineux dans le guide n'est plus optimisée si bien qu'une baisse de la puissance transmise est détectée. Une légère élévation du masque de phase (de l'ordre du μm) permet alors de retrouver l'optimum de puissance transmise. Ce réglage permet ainsi de réduire au maximum la distance phase de masque/wafer. La distance entre le masque de phase et le coeur du guide est ainsi réduite à environ $17 \mu m$ (l'épaisseur de la gaine au-dessus du guide est égale à $15 \mu m$)⁸.

Le substrat en silicium de l'échantillon empêche toute transmission du faisceau UV. L'ajustement de la position du spot sur le guide planaire est donc réalisée de la manière suivante. Dans un premier temps, un cache est placé au-dessus du guide de manière à n'insoler que les fibres alignées de part et d'autre du guide. La fluorescence des fibres ainsi insolées est détectée et optimisée grâce à une rotation de la lentille de focalisation autour d'un axe perpendiculaire à son plan qui permet de corriger l'alignement entre le spot et la fibre. Ce protocole de réglage ne peut

⁸Cette distance est inférieure à la distance masque de phase/coeur d'une fibre optique standard (de l'ordre de $70 \mu m$). En effet, dans le cas de l'inscription d'un réseau de Bragg dans une fibre optique, la distance de réglage est limitée par le rayon de la gaine optique.

pas toujours être réalisé en insolant les deux fibres dans la mesure où la longueur des guides est souvent supérieure à celle du spot UV. Il est dans ce cas appliqué en n'insolant qu'une des deux fibres (celle la plus proche du réseau photoinscrit). Dans un second temps, le masque de phase est accolé au wafer suivant la méthode décrite précédemment. Lorsque les tirs laser sont déclenchés, la réflexion du faisceau UV intervenant à l'interface silice/silicium (couche tampon/substrat) excite la fluorescence d'un papier type bristol placé au niveau de la sortie du laser. Ceci permet d'observer l'image du guide formée par autocollimation dans le système réflecteur par l'interface. Cette seconde méthode d'alignement permet de centrer et de parfaire la superposition du spot sur le guide. La figure est observée au cours de l'inscription du réseau de Bragg afin de vérifier qu'aucune perturbation du réglage ne se produise. Enfin, lors de l'insolation, la luminescence du coeur du guide dans le rouge observée (néanmoins difficilement décelable à l'oeil nu) permet de confirmer le bon alignement.

La photoinscription simultanée de réseaux de Bragg dans deux guides parallèles n'a pas été retenue dans nos expériences. L'inhomogénéité de la répartition transverse de l'énergie du faisceau UV conduit à un manque de reproductibilité des caractéristiques spectrales des réseaux insolés. Les guides ont donc été successivement insolés. Après l'insolation d'un premier guide, le support qui maintient le wafer est translaté dans la direction perpendiculaire aux guides de la distance interguide donnée, à l'aide de la platine de microdéplacement quatre axes. Ce dispositif offre l'avantage de ne pas modifier les réglages pour la photoinscription entre deux insolations de guides successifs. En d'autres termes dans le cas d'un réglage bien maîtrisé, la superposition du spot UV sur le premier guide planaire sera effective sur les guides suivants.

1.3.3 Estimation de la biréfringence (initiale ou induite) du guide

1.3.3.1 Définitions

Dans le cas d'un guide planaire réalisé dans un matériau biréfringent (ou à biréfringence induite), l'indice effectif du mode fondamental varie avec la direction de polarisation de ce mode. La valeur de cet indice est comprise entre deux valeurs extrêmes qui correspondent à des directions de polarisation du champ suivant les axes propres du guide. Les deux modes propres du guide sont notés E_{11}^x et E_{11}^y . Deux types de biréfringence peuvent être distingués : biréfringence de phase et biréfringence de groupe.

La biréfringence de phase B_φ correspond à la différence entre les deux indices effectifs de propagation $B_\varphi = (n_{eff}^{E_{11}^x} - n_{eff}^{E_{11}^y})$. Après propagation sur une longueur L du guide, le retard de phase ϕ entre les deux modes de polarisation s'écrit :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_{eff}^{E_{11}^x} - n_{eff}^{E_{11}^y})L = \frac{2\pi}{\lambda}B_\varphi L \quad (1.5)$$

La biréfringence de groupe B_g correspond à la différence entre les indices de groupe des deux modes propres de polarisation. B_g est obtenue en calculant la dérivée du déphasage par rapport à la longueur d'onde :

$$\left| \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \right| = \left| \frac{2\pi L}{\lambda^2} (\lambda \frac{\partial B_\varphi}{\partial \lambda} - B_\varphi) \right| = \left| \frac{2\pi L}{\lambda^2} \times B_g \right| \quad (1.6)$$

1.3.3.2 Mesure de la biréfringence de groupe par la méthode du spectre cannelé

Le montage expérimental est schématisé sur la figure 1.17. La lumière provenant de la source Tunics accordable est polarisée puis injectée à 45° des axes neutres du guide de longueur L . A la sortie du guide, un second polariseur croisé avec le premier, permet d'analyser le signal. Le spectre en puissance du signal transmis est détecté sur un analyseur de spectre optique (Advantest type Q8384).

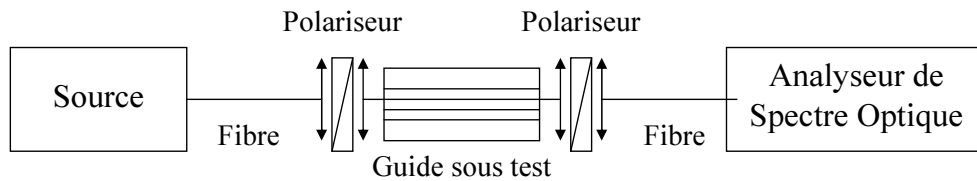


FIG. 1.17 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure de biréfringence de groupe par la méthode du spectre cannelé.

Lorsqu'on excite les deux modes de polarisation du guide, un battement résultant de l'interférence des deux modes après projection sur l'analyseur est observé sur le spectre en transmission. La biréfringence de groupe est liée à la période des franges $\Delta\lambda$ par la relation 1.7 :

$$B_g = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda \cdot L} \quad (1.7)$$

A partir de l'enregistrement du spectre en transmission, la biréfringence de groupe peut être estimée par la mesure de la période des franges $\Delta\lambda$. La mesure de la biréfringence de groupe des guides planaires a été réalisée au moyen de la source laser IR accordable en longueur d'onde Tunics de largeur spectrale limitée à 130 nm ⁹. Les résultats des mesures sont présentés dans la section 2.1.1.1.

1.3.3.3 Estimation de la biréfringence de phase du guide par inscription de réseaux de Bragg

Cette méthode repose sur l'inscription de réseaux de Bragg dans le guide planaire [75]. Les longueurs d'onde des pics de Bragg qui correspondent aux modes E_{11}^x et E_{11}^y sont mesurées expérimentalement. L'indice effectif de chaque mode à la longueur d'onde de résonance du réseau est ainsi déterminé à l'aide de la relation 1.2. La différence des indices effectifs déduite ne correspond pas à la biréfringence de phase dans la mesure où ces indices sont exprimés à différentes longueurs d'onde (respectivement λ_1 et λ_2). La biréfringence de phase B_φ s'exprime alors sous la forme suivante :

$$B_\varphi = n_{eff}^{E_{11}^x}(\lambda_1) - n_{eff}^{E_{11}^y}(\lambda_2) + (\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\partial n_{eff}^{E_{11}^y}(\lambda)}{\partial \lambda} \quad (1.8)$$

En général dans la littérature, le second terme de la relation 1.8 est négligé devant la différence des indices effectifs déduite de la mesure des longueurs d'onde de Bragg λ_1 et λ_2 . En se reportant aux résultats simulés dans la section 1.1.2.1 ($n_{eff} = f(\lambda)$ issu de la figure 1.6), il est possible d'utiliser les mesures expérimentales λ_1 et λ_2 afin de donner un ordre de grandeur de ce second terme et d'estimer ainsi la validité de cette approximation.

Dans notre dispositif d'analyse présenté sur la figure 1.14, des boucles de Lefèvre ont été intercalées juste avant la fibre aboutée à l'entrée du guide planaire. Lorsque un réseau de Bragg est détecté, son spectre en transmission est enregistré pour différentes orientations des boucles. Nous formulons l'hypothèse que parmi les états de polarisation du faisceau sonde ainsi engen-

⁹Au moment des mesures de biréfringence de groupe, une autre source (à bande large) était disponible au laboratoire. Il s'agissait d'une lampe blanche (lampe à filament de tungstène) non fibrée dont le spectre continu s'étend sur une gamme allant de $0.4\ \mu\text{m}$ à $2\ \mu\text{m}$. Cependant, la puissance optique délivrée par cette source s'est avérée insuffisante pour nos mesures. En effet, compte-tenu des pertes par injection du flux lumineux de la lampe dans une fibre (via un objectif de microscope) puis des pertes d'insertion du guide planaire, le niveau du signal en sortie restait en deçà de la limite de détection de l'analyseur de spectre.

drés dans le guide, deux correspondent aux états propres E_{11}^x et E_{11}^y . La différence d'indice $\left|n_{eff}^{TE}(\lambda_1) - n_{eff}^{TM}(\lambda_2)\right|$ est alors déduite de la mesure de l'écart maximal entre les longueurs d'onde de Bragg.

La mesure de la biréfringence propre du guide planaire par cette méthode est entachée d'une incertitude liée à la biréfringence induite éventuellement par l'insolation. En effet, le premier spectre du réseau de Bragg est détecté après que le guide ait été insolé par le système de franges UV. Cette insolation (si courte soit-elle) provoque une variation des termes du tenseur de permittivité diélectrique. Dans la suite, nous admettons que l'insolation ne perturbe significativement pas les directions de polarisation des modes propres mais modifie les valeurs des indices de réfraction associés. Au prix de cette hypothèse, cette méthode est adaptée à la mesure de l'évolution de la biréfringence photoinduite au cours des tirs laser. Elle offre également l'avantage de donner une estimation de la biréfringence totale (initiale + photoinduite) du guide à la fin de l'inscription d'un réseau de Bragg. Les résultats des mesures sont présentés dans la section 2.1.1.2.

1.3.4 Méthodes de destruction thermique des réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires

Préambule D'un point de vue général, la stabilité du composant ou plus particulièrement les caractéristiques spectrales (réflectivité R et longueur d'onde de Bragg λ_B) du réseau de Bragg photoinscrit sont étudiées à l'aide de méthodes de vieillissement accéléré. Celles-ci consistent à soumettre le réseau à des élévations de température jusqu'à son effacement tout en enregistrant périodiquement l'évolution de ses caractéristiques spectrales. De par son principe, la validité du procédé repose sur l'hypothèse que l'élévation de température augmente les constantes de vitesse des réactions à l'origine de la destruction du réseau sans activer des réactions qui seraient inopérantes à la température et pour la durée d'utilisation du réseau. Deux techniques peuvent être distinguées : la méthode isotherme et la méthode isochrone. La méthode isotherme consiste à maintenir fixe la température θ de réseaux (au moins trois températures différentes supérieures à l'ambiante) fabriqués dans des conditions identiques et à enregistrer l'évolution des caractéristiques spectrales des réseaux au cours du temps t . La durée de ces mesures est en général d'une à deux semaines [76]. Dans la méthode isochrone, la température des réseaux est augmentée progressivement par paliers $\Delta\theta$ de durée fixée Δt [77]. La différence entre deux paliers est souvent fixée à $50^\circ C$ alors que la durée de chaque palier constitue un paramètre de l'expérience

(de l'ordre de quelques minutes à quelques jours). Contrairement à la méthode isotherme où les caractéristiques spectrales sont mesurées à la température θ à laquelle le réseau est soumis, l'enregistrement du spectre du réseau s'effectue à température ambiante pour la méthode isochrone. Plus précisément, après le palier à la température θ , la température du réseau est abaissée à l'ambiante pour procéder à la mesure des caractéristiques spectrales, puis augmentée à la valeur $\theta + \Delta\theta$ pour le nouveau palier. La mesure est le plus souvent poursuivie jusqu'à destruction totale du réseau, c'est-à-dire lorsque son spectre ne peut plus être détecté.

En raison de la spécificité des guides planaires, l'application de la méthode isotherme soulève des problèmes expérimentaux. En effet, le dispositif de couplage par alignement actif, décrit précédemment, ne peut être inséré dans le four. L'évolution de l'indice de réfraction du liquide d'indice diffère de celle de l'indice de la silice si bien que l'on peut craindre que des effets de cavité n'interviennent à des températures supérieures à l'ambiante. Nous avons donc choisi d'étudier la stabilité des réseaux de Bragg à l'aide de la méthode isochrone. Les résultats sont présentés dans la section 4.2.

Description du montage expérimental permettant d'effectuer les élévations thermiques isochrones

Le wafer est inséré dans un four tubulaire (modèle Eurotherm 12/25/250 de la société Carbolyte). La température des guides est progressivement élevée par paliers de $50^\circ C$ de la température ambiante jusqu'à la température à laquelle le spectre du réseau n'est plus décelé. Les durées Δt de chaque palier ont été fixées à 10 min , 30 min , 24 h et 8 jours . Après chaque palier de Δt à la température θ , le wafer est sorti du four et ramené à température ambiante. Le guide est placé sur le dispositif d'analyse de façon à enregistrer le spectre en transmission du réseau. La température du four est estimée à l'aide d'un thermocouple fixé au centre du four. Les gradients longitudinaux de température (le long du guide) ont été minimisés en fermant les extrémités du four par des bouchons en alumine. Afin de garantir la reproductibilité de la mise en place du guide dans le four pour chaque palier, le wafer est placé sur un support en céramique immobile tandis que le four fixé sur un chariot, est déplacé le long d'un rail au moyen d'un vérin avec une précision de l'ordre de quelques mm . Dans cet intervalle, la température du four est homogène. La température du réseau placé au centre du four est estimée à $\pm 2^\circ C$.

Le choix des durées de recuit s'est effectué de la manière suivante : la première période de 30 min a systématiquement été appliquée à tous les réseaux photoinscrits dans les guides

sensibilisés par les différentes méthodes. En effet, cette durée est très supérieure à la constante de temps thermique des échantillons (estimée à 1 *min*) et évite des temps d'expérience trop longs. De plus, le choix d'une durée unique de chauffage commune à tous les guides inscrit par les différentes méthodes permet de comparer la stabilité thermique des réseaux de façon phénoménologique. Enfin, cette valeur est couramment employée dans la littérature [20, 78, 79], ce qui permet de comparer qualitativement (suivant un unique paramètre) les résultats obtenus. Les autres périodes ont été retenues afin de prédire l'évolution d'un réseau soumis à un recuit isotherme (et éventuellement afin de déterminer ses conditions de passivation) à l'aide du formalisme de la courbe-maître.

Description du montage expérimental permettant d'effectuer les élévations thermiques isothermes Des réseaux ont également été soumis à une "destruction isotherme" afin de comparer la stabilité des réseaux aux prédictions déduites des destructions isochrones. Comme cela a été signalé précédemment, cette méthode n'est pas applicable sous sa forme originelle dans notre étude. Le principe de la méthode diffère quelque peu de l'original. Le wafer a été inséré dans le four à 150°C pendant 1 *mois*. A intervalles de temps définis, le guide est sorti du four afin de mesurer les caractéristiques spectrales du réseau de Bragg à température ambiante. Les origines de chaque période de recuit ont été choisies arbitrairement à l'instant où le réseau est placé à nouveau au centre du four. Des corrections sur les valeurs de temps de recuit ont donc été systématiquement appliquées. Cette méthodologie (mesure effectuée à température ambiante) permet en outre de s'affranchir des changements réversibles des composantes spectrales du réseau induit par l'élévation de température [80].

Chapitre 2

Résultats expérimentaux : inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires sensibilisés ou non

2.1 Inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires non sensibilisés

Préambule . Nous nous sommes proposé d'effectuer quelques caractérisations optiques des guides planaires non sensibilisés : les biréfringences de phase et groupe ainsi que l'indice effectif du mode fondamental ont été mesurées. Plus précisément, la biréfringence de groupe a été mesurée par la méthode du spectre cannelé tandis que l'indice effectif associé au mode fondamental et la biréfringence de phase ont été estimés grâce à l'inscription de réseaux de Bragg. Les inscriptions ont été réalisées avec le dispositif expérimental présenté dans le paragraphe 1.3.2. Afin de résoudre la structure correspondant aux deux modes de polarisation (deux pics de Bragg disjoints), les longueurs des réseaux doivent vérifier l'inégalité $L \gg 10\text{ mm}$. Pour des raisons techniques liées au dispositif d'inscription, L a été limitée à 10 mm dans nos expériences. De ce fait lors de l'enregistrement du spectre du réseau de Bragg, un seul pic dont la position dépend de l'état de polarisation du faisceau sonde, apparaît.

.. Nous nous sommes également proposé d'évaluer la photosensibilité des guides planaires non traités grâce à l'inscription de réseaux de Bragg. L'aspect des cinétiques de croissance des

variations d'indice photoinduites (Δn_{mod} , Δn_{moy}) par des insulations issues d'un laser à KrF ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$) et d'un laser à ArF ($\lambda_p = 193 \text{ nm}$) a été étudié. Le principe de la détermination des variations d'indice photoinduites à partir de la mesures des caractéristiques spectrales des réseaux est rappelé dans l'annexe C. Les conditions expérimentales adoptées sont les suivantes : la fréquence de répétition des tirs lasers et la densité d'énergie par impulsions F_i ont été fixées respectivement à 20 Hz et 200 mJ/cm^2 . Les longueurs de réseaux ($L \leq 10 \text{ mm}$) ont été choisies de façon à pouvoir mesurer avec une bonne précision les variations de modulation d'indice induites par des nombres de tirs $N_i < 50000$ [74, 73].

2.1.1 Caractérisation optique du guide planaire

2.1.1.1 Biréfringence de groupe du guide non insolé

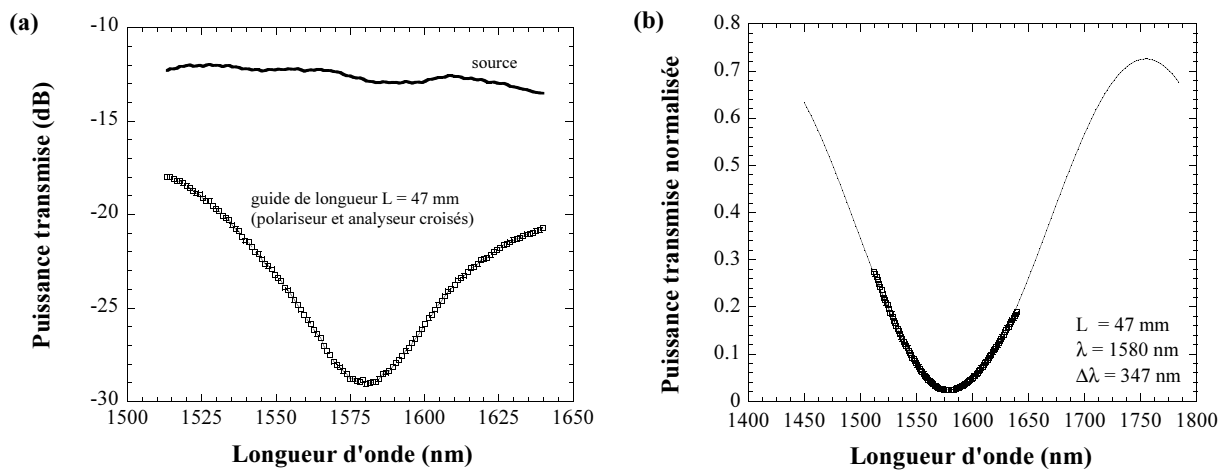


FIG. 2.1 – (a) Spectre brut en transmission de la source utilisée et spectre transmis par le guide enregistré entre polariseur et analyseur croisés à 45° des lignes neutres du guide. (b) Spectre en intensité normalisée obtenu par la méthode du spectre cannelé. Les points expérimentaux sont représentés par les symboles. La ligne continue correspond à un ajustement des données expérimentales sur une loi du type $\sin^2(A\lambda + \varphi)$. L'ajustement est extrapolé au delà des points expérimentaux.

Le principe de la mesure par la méthode du spectre cannelé est rappelé dans la section 1.3.3.2. Les résultats de mesures effectuées sur un guide de longueur $L = 47 \text{ mm}$ sont présentés sur les figures 2.1. L'analyse spectrale se situe dans la gamme $[1510 \text{ nm}; 1640 \text{ nm}]$. Le spectre d'émission de la source accordable (Tunics) ainsi que le spectre transmis par le guide sous test sont présentés sur la figure 2.1(a). Pour la seconde mesure (illustrée par les symboles creux), le faisceau provenant de la source accordable est polarisé à 45° des axes neutres du guide, l'analyseur

placé en sortie du guide étant croisé avec le polariseur placé en entrée. La figure 2.1(b) présente la puissance transmise entre polariseur et analyseur croisés par le guide après normalisation par le spectre de la source (symboles creux). La ligne continue correspond à une représentation des données expérimentales par une fonction sinusoïdale à l'aide d'un ajustement par une méthode de moindres carrés non linéaire. En utilisant la relation 1.7, la mesure de la période des oscillations ($\Delta\lambda = 347\text{ nm}$ à $\lambda = 1580\text{ nm}$) ainsi que la connaissance de la longueur du guide planaire permettent de déterminer la biréfringence de groupe. La valeur de B_g est estimée ici à 1.5×10^{-4} . Des mesures successives effectuées sur le même guide associées au traitement des résultats (ajustements correspondants) ont montré que $B_g \simeq 1.5 \times 10^{-4} \pm 10^{-5}$. La principale cause d'incertitude provient de l'extrapolation de l'ajustement au delà des points expérimentaux. En effet la gamme spectrale enregistrée reste trop limitée et ne permet pas de moyennner plusieurs périodes de battement ¹.

2.1.1.2 Biréfringence de phase : sensibilité du guide à la polarisation

Le principe de la méthode utilisée pour estimer la biréfringence de phase du guide est décrit dans la section 1.3.3.3. Un réseau de Bragg longueur de $L = 10\text{ mm}$ a été photoinscrit dans un guide planaire non sensibilisé (wafer V0-14/19). L'insolation a été réalisée avec le laser à KrF ($\lambda_p = 248\text{ nm}$). La densité d'énergie par impulsion F_i a été fixée à 200 mJ/cm^2 . Les conditions d'insolation ont été déterminées ($N_i = 50000$) de façon à ce que la réflectivité du réseau soit de l'ordre de $R \sim 0.7$ (réseau non saturé). Le spectre en transmission du réseau est constitué d'un unique pic de Bragg dont la position spectrale dépend de l'état de polarisation du faisceau sonde. Le spectre a donc été enregistré pour différentes orientations des boucles de Lefèvre. La figure 2.2 représente, à titre d'exemple, l'évolution de la réflectivité spectrale du réseau pour les orientations des boucles qui correspondent à l'écart maximal entre les pics de Bragg. Cet écart $\Delta\lambda_B$ est égal à 19 pm . En admettant que les deux pics correspondent aux états de polarisation du faisceau sonde suivant les lignes neutres du guide, la différence d'indice effectif $\left| n_{eff}^{E_{11}^x}(\lambda_1) - n_{eff}^{E_{11}^y}(\lambda_2) \right|$ déduite de ces mesures, est estimée à $1.8 \times 10^{-5} \pm 0.2 \times 10^{-5}$. Dans la section 1.1.2.1, nous avons modélisé l'évolution de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde de Bragg. De ce fait, la valeur du second terme dans la relation 1.8 a pu être évaluée : $(\lambda_2 - \lambda_1) \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \simeq 3.4 \times 10^{-7}$. Cette

¹L'utilisation d'une source large bande "puissante" telle une source supercontinuum (non disponible au moment de l'expérience) aurait permis d'affiner la mesure de la période des oscillations et ainsi obtenir une mesure plus précise de la biréfringence.

contribution s'avère négligeable devant la différence d'indice effectif déduite de l'écart des pics de Bragg. La biréfringence de phase B_φ du guide non sensibilisé insolé par $N_i = 50000$ s'élève donc à $1.8 \times 10^{-5} \pm 0.2 \times 10^{-5}$.

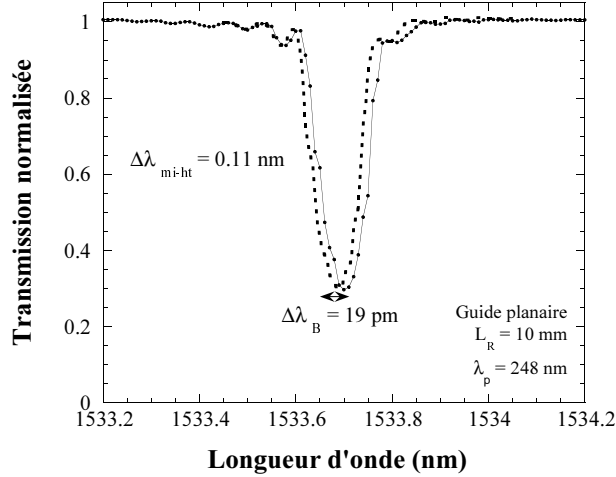


FIG. 2.2 – Spectres de transmission d'un réseau de Bragg de longueur $L = 10\text{ mm}$ photoinscrit dans un guide planaire non sensibilisé ($F_i = 200\text{ mJ/cm}^2$, $N_i = 50000$). Les spectres correspondent aux enregistrements de la puissance transmise par le guide lorsque le faisceau sonde est linéairement polarisé suivant une des lignes neutres du guide.

Par ailleurs, il peut être noté que dans le cas particulier de ce réseau de Bragg inscrit dans ce guide planaire, l'écart type sur la mesure de la réflectivité (ΔR) du réseau lié à la biréfringence est de 7×10^{-3} . Cette erreur aléatoire reste inférieure à l'erreur sur la mesure de la réflectivité provenant des fluctuations de la ligne de base ($\Delta R = 10^{-2}$) [74].

2.1.1.3 Indice effectif du mode fondamental dans un guide planaire non sensibilisé

L'indice effectif du mode fondamental a été déterminé expérimentalement à partir de la mesure de la longueur d'onde de Bragg. Les inscriptions ont été réalisées en insolant successivement différents guides (d'un même wafer ou non) dans les mêmes conditions expérimentales. Le faisceau est issu du laser à KrF, les longueurs des réseaux ont été fixées à 10 mm , la densité moyenne d'énergie par impulsions F_i à 200 mJ/cm^2 , l'état de polarisation du faisceau sonde est fixé. Les valeurs de l'indice effectif sont déduites de la mesure de λ_B sur le premier spectre détecté (de réflectivité $R \sim 0.03$) à l'aide de la relation 1.2 dans laquelle la valeur du pas p est une donnée du fabricant du masque. Les résultats sont consignés dans le tableau 2.1. Deux conclusions ont pu être tirées. D'une part, l'insolation dans des conditions expérimentales similaires de guides successifs provenant d'un même wafer a montré que valeurs initiales des longueurs d'onde de

Bragg mesurées présentent une dispersion de l'ordre de 0.1 nm . Ceci engendre une dispersion sur la détermination de l'indice effectif du mode de l'ordre de 1×10^{-4} . D'autre part, l'indice effectif du mode fondamental varie sensiblement (écart de l'ordre de 5×10^{-4}) selon le dépôt dont le guide est issu. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les guides présentent des caractéristiques optogéométriques différentes suivant les dépôts de couches et les gravures des guides (section 1.1.1.4).

Désignation du wafer	Longueur d'onde de Bragg initiale λ_B^{init}	Indice effectif du mode fondamental n_{eff} mesuré	Indice effectif du mode fondamental n_{eff} calculé par la MEF ($\lambda = 1535 \text{ nm}$)
V0-14/19	$1533.73 \pm 0.05 \text{ nm}$	$1.45240 \pm 5 \times 10^{-5}$	1.45252
V0-14/21	$1534.25 \pm 0.05 \text{ nm}$	$1.45290 \pm 5 \times 10^{-5}$	E_{11}^x 1.45258 E_{11}^y 1.45233

TAB. 2.1 – Indices effectifs du mode fondamental (se propageant dans les guides planaires non traités) mesuré expérimentalement et simulé par la MEF.

Par ailleurs, les valeurs de n_{eff} simulées par la méthode des éléments finis sont également rassemblées dans le tableau 2.1. Le principe du calcul est décrit dans le paragraphe 1.1.2.1, les résultats obtenus pour le wafer V0-14/19 ayant été présentés sur la figure 1.6. Nous pouvons noter des écarts significatifs (de l'ordre de 5×10^{-4} dans le wafer V0-14/21) entre les valeurs de n_{eff} obtenues par la mesure et celles déterminées par la MEF. Un écart entre les indices des couches (1.3) et ceux des matériaux du guide peut être à l'origine de cette différence. En outre, les valeurs des indices simulées pour le guide issu du wafer V0-14/21 mettent en évidence une biréfringence de phase $B_\varphi = 2.5 \times 10^{-4}$. Par comparaison, la biréfringence de phase du guide estimée expérimentalement à $B_\varphi \sim 1.8 \times 10^{-5}$ est inférieure à celle simulée d'un ordre de grandeur. Notons que la simulation par la MEF ne modélise pas la biréfringence induite par les contraintes liées à la différence des propriétés mécaniques du substrat et du superstrat. Rappelons que le choix de codopage de la gaine de recouvrement par du bore et du phosphore a permis d'ajuster le coefficient d'expansion thermique de la silice et du silicium. La biréfringence du coeur du guide s'en trouve alors réduite.

Conclusion *Notre étude a montré que la structure correspondante aux deux modes de polarisation n'est pas perceptible sur les spectres de réseaux de Bragg longs de 10 mm . La biréfringence de phase (initiale et induite par l'insolation) n'est donc pas résolue. Il en est de même pour des réseaux dont la longueur $L < 10 \text{ mm}$. Par*

conséquent, dans cette gamme de longueur de réseaux ($L \leq 10 \text{ mm}$), l'incertitude de mesure de la réflectivité liée à un contrôle imparfait de l'état de polarisation reste faible et peut être négligée.

Ce résultat justifie donc le choix de mesure des variations photoinduites d'indice de réfraction au moyen d'inscriptions de réseaux de Bragg de longueurs courtes ($L \leq 10 \text{ mm}$). En effet dans cet intervalle de longueurs, la biréfringence de phase n'est pas résolue, les cinétiques d'inscription des réseaux de Bragg sont déterminées par la mesure de la réflectivité et de la longueur d'onde de Bragg d'un unique pic. La détermination des amplitudes de variations d'indice de réfraction se trouve ainsi simplifiée. Rappelons par ailleurs que la biréfringence de phase du guide est mesurée à la fin des inscriptions des réseaux à l'aide de la méthode décrite dans la section 2.1.1.2.

2.1.2 Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires non hydrogénés ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$)

Préambule Nous nous sommes proposé d'étudier les cinétiques de croissance des variations d'indice photoinduites (Δn_{mod} , Δn_{moy}) dans les différents échantillons mis à notre disposition. La nature de l'échantillon insolé, plus précisément le type de wafer d'où est issu le guide planaire constitue tout d'abord le paramètre de l'étude.

2.1.2.1 Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires V0/14-19 lors d'insolations réalisées à l'aide d'un laser émettant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 248 \text{ nm}$

Les inscriptions ont été réalisées en insolant le guide de désignation V0/14-19 sur une longueur de $L = 10 \text{ mm}$. La figure 2.3 présente les évolutions des amplitudes de modulation d'indice de réfraction et d'indice moyen du guide en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i . Les symboles correspondent à des représentations de données expérimentales (cercles pleins et cercles vides pour Δn_{mod} et Δn_{moy} respectivement) tandis que les lignes continues sont des guides pour l'oeil. Les courbes de croissance de la modulation d'indice de réfraction et de l'indice moyen sont monotones croissantes en fonction du nombre de tirs N_i . Cette monotonie de la croissance des réseaux en fonction de la durée de l'insolation (ici nombre d'impulsions du laser)

est caractéristique de la photosensibilité de type I. Les allures des cinétiques de croissance Δn_{mod} et Δn_{moy} sont similaires. Au début de l'insolation, la valeur de l'indice moyen augmente plus rapidement que celle de la modulation d'indice. Puis les deux amplitudes d'indice suivent les mêmes évolutions à partir de $N_i = 20000$. Ainsi le contraste du réseau (défini par $C = \frac{\Delta n_{mod}}{\Delta n_{moy}}$) diminue sensiblement au début de l'insolation puis se stabilise à la valeur 0.8 pour des fluences cumulées F_c de l'ordre de $4 kJ/cm^2$.

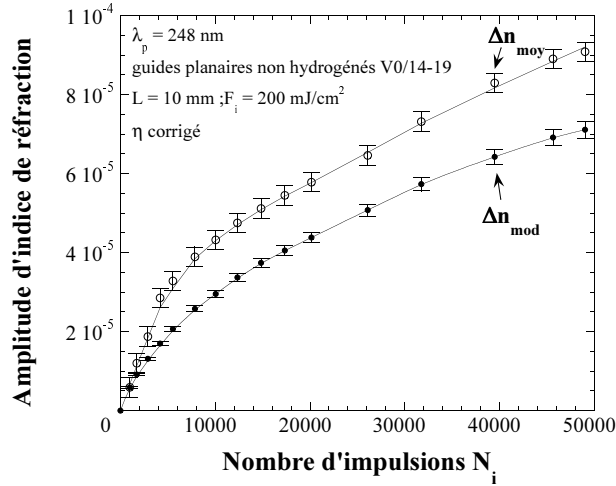


FIG. 2.3 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen au cours de l'inscription d'un réseau de Bragg dans le guide planaire V0/14-19 non hydrogéné ($\lambda_p = 248 nm$).

2.1.2.2 Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires V0/14-21 lors d'insolations réalisées à l'aide d'un laser émettant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 248 nm$

De nouvelles inscriptions ont été réalisées en insolant le guide de désignation V0/14-21 sur une longueur de $L = 5 mm$ suivant les mêmes conditions d'insolation que celles utilisées pour insoler le premier échantillon. Les évolutions des amplitudes de modulation d'indice de réfraction et d'indice moyen du guide en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i sont représentées sur la figure 2.4. Les symboles ont la même signification que ceux de la figure 2.3. Comme précédemment les courbes de croissance des amplitudes d'indices sont monotones en fonction du nombres de tirs N_i et le contraste du réseau diminue au cours de l'inscription.

Des différences significatives entre les deux échantillons apparaissent par contre sur les valeurs des amplitudes d'indice obtenues. En effet, les valeurs de la modulation et de l'indice moyen mesurées pour une valeur de tirs N_i fixée à 20000 sont respectivement de l'ordre de 4.3×10^{-5}

et 5.8×10^{-5} dans le guide V0/14-19 alors qu'elles atteignent $\simeq 1.8 \times 10^{-4}$ et 3.1×10^{-4} dans le wafer V0/14-21.

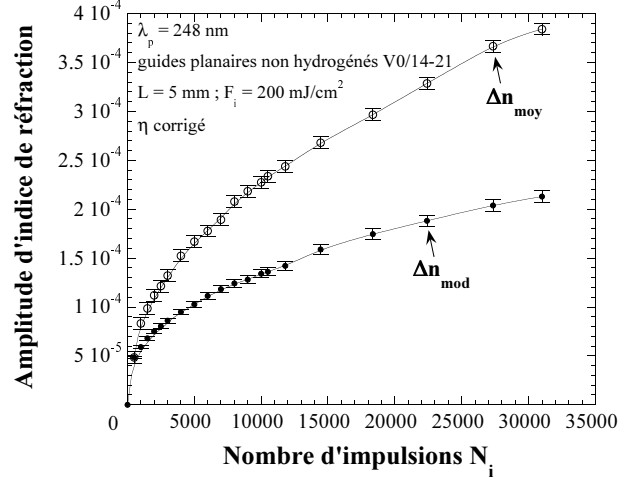


FIG. 2.4 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen au cours de l'inscription d'un réseau de Bragg dans le guide planaire V0/14-21 non hydrogéné ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$).

Conclusion : influence de l'échantillon *La comparaison des variations d'indice de réfraction créées par l'insolation à $\lambda_p = 248 \text{ nm}$ dans les guides non hydrogénés provenant de différents wafers fait apparaître une différence significative entre les photosensibilités des deux échantillons (facteur 4 sur la modulation d'indice à $N_i = 20000$). Les différences observées entre les cinétiques de croissance de réseaux de Bragg dans les wafers V0/14-19 d'une part, et V0/14-21 d'autre part, confirment celles obtenues sur les longueurs d'onde de Bragg initiales. Ces écarts peuvent s'interpréter en supposant que les concentrations de dopants ont quelque peu varié selon le dépôt, induisant une modification de la photosensibilité des guides planaires. Par conséquent dans la suite, toutes les comparaisons ont porté sur des échantillons issus d'un même wafer. Plus précisément, les différentes méthodes de sensibilisation ont été comparées en terme d'efficacité à l'inscription, de biréfringence induites et de stabilité des variations d'indice à partir de résultats obtenus sur des échantillons de même désignation.*

2.1.3 Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires non hydrogénéés ($\lambda_p = 193\text{ nm}$)

Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires lors d'inscriptions réalisées à l'aide d'un laser émettant un rayonnement de longueur d'onde $\lambda_p = 193\text{ nm}$ Des réseaux de Bragg de longueur $L = 500\ \mu\text{m}$ ont été photoinscrits dans les guides non hydrogénéés (wafer V0/14-21) avec une densité d'énergie par impulsion F_i fixée à 200 mJ/cm^2 ($\lambda_p = 193\text{ nm}$). La figure 2.5 présente l'évolution au cours des tirs des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen créées. L'examen de la figure 2.5 montre que, à l'inverse de l'indice moyen, l'évolution de la modulation d'indice n'est pas monotone. La modulation d'indice commence par croître, passe par un maximum puis décroît avec N_i . La valeur maximale de Δn_{mod} est de l'ordre de 5.8×10^{-4} à $N_i = 7150$. Les valeurs de l'indice moyen augmentent plus rapidement que celles de la modulation. Par conséquent, le contraste du réseau chute tout au long de l'inscription, il est de l'ordre de 0.4 à l'optimum de modulation d'indice.

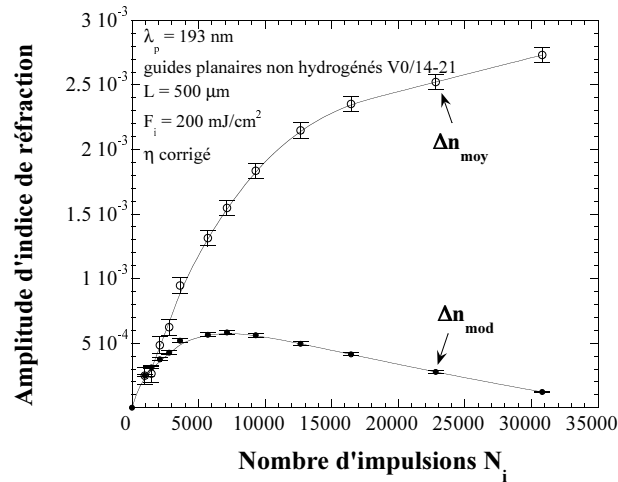


FIG. 2.5 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen au cours de l'inscription d'un réseau de Bragg dans le guide planaire non hydrogénéé ($\lambda_p = 193\text{ nm}$).

2.1.4 Conclusion

Il apparaît que l'utilisation du laser à KrF pour photoinscrire les réseaux de Bragg dans les guides planaires non traités se révèle peu efficace. L'ordre de grandeur des variations d'indice obtenues ($\Delta n_{mod} < 2 \times 10^{-4}$ pour $N_i = 30000$) est insuffisant en référence à celui exigé pour la réalisation du MIE ($\Delta n_{mod} = 7 \times 10^{-4}$). En outre, les inscriptions réalisées dans les différents

guides ont montré l'influence significative de la nature de l'échantillon aussi bien sur l'indice effectif du mode guidé que sur la photosensibilité obtenue. Enfin, bien que l'utilisation du laser à ArF dans les mêmes conditions d'irradiance que le laser à KrF ait permis d'obtenir des cinétiques de croissance de variations d'indice plus rapides (maximum de photosensibilité atteint pour $N_i < 10000$), les valeurs de modulation obtenues restent inférieures à celles requises. **Par conséquent, ces résultats montrent que l'utilisation des méthodes de sensibilisation des guides planaires s'avère indispensable.**

2.2 Inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$)

2.2.1 Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires hydrogénés

Préambule La photosensibilité des guides planaires hydrogénés a été évaluée grâce à l'inscription de réseaux de Bragg. Le dispositif expérimental utilisé est présenté dans le paragraphe 1.3.2. Notre premier objectif a consisté à étudier l'aspect des cinétiques de croissance des variations d'indice photoinduites (Δn_{mod} , Δn_{moy}) par des insulations issues d'un laser à KrF. Puis, nous nous sommes intéressés à déterminer l'évolution de la photosensibilité en fonction de la densité d'énergie par impulsion F_i utilisée lors de l'inscription des réseaux de Bragg. Pour ces études, la pression de chargement en hydrogène des guides planaires a été fixée à 140 atm . Dans un second temps, nous avons cherché à caractériser l'influence de la pression P de chargement en hydrogène des échantillons sur les cinétiques de croissance des variations d'indice. Enfin, nous avons cherché à déterminer l'influence de la durée de désorption de l'hydrogène sur les cinétiques d'inscription. Cette dernière étude a été menée pour les deux protocoles de chargement en hydrogène, c'est-à-dire lorsque les guides sont chargés en H_2 à une température de $35^\circ C$ ou $110^\circ C$. Les conditions expérimentales retenues sont décrites pour chaque étude.

2.2.1.1 Dynamiques d’inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés lors d’insolations réalisées à l’aide d’un laser émettant un rayonnement de longueur d’onde $\lambda_p = 248 \text{ nm}$

Avant l’inscription des réseaux, les guides ont été chargés en hydrogène sous une pression fixée à 140 atm à une température de 110°C pendant 3 jours . Les réseaux de Bragg ont été photoinscrits dans les guides hydrogénés au plus tard 1 h après leurs sorties de l’enceinte d’hydrogénation. La durée des réglages effectués pour analyser la réponse du guide insolé (alignement et aboutage des fibres optiques au guide) et pour ajuster la position du faisceau UV sur le guide planaire est de l’ordre de 20 min . Les longueurs des réseaux ($L \leq 5 \text{ mm}$) ont été choisies de façon à ce que la réflectivité des réseaux se situe dans une la gamme $[0.05 < R < 0.8]$ qui conduit à une détermination précise des variations d’indice [73]. En particulier, la réflectivité du réseau ne doit pas être “saturée”. Une longueur de réseau égale à 5 mm conduit à une mesure correcte (incertitude relative inférieure à 5%) des variations d’indice $\Delta n_{mod} \leq 2 \times 10^{-4}$, tandis que le réseau de longueur égale à 1 mm (respectivement $500 \mu\text{m}$) permet de mesurer des variations d’indice situées dans l’intervalle $[2 \times 10^{-4}; 1 \times 10^{-3}]$ (resp. $[1 \times 10^{-3}; 2.5 \times 10^{-3}]$). Les longueurs d’onde de Bragg sont situées aux environs de 1535 nm . Les évolutions des amplitudes de modulation d’indice et d’indice moyen du guide au cours de l’insolation sont représentées sur les figures 2.6. La figure 2.6(a) correspond à l’inscription dans le wafer V0/14-19 avec une densité d’énergie par impulsion fixée à 120 mJ/cm^2 tandis que la figure 2.6(b) correspond à l’inscription dans le wafer V0/14-21 avec une densité d’énergie par impulsion fixée à 200 mJ/cm^2 . Pour montrer l’influence de la nature du wafer (comparaison des cinétiques de croissance à une même densité d’énergie $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$), la cinétique de croissance d’un réseau ($L = 1 \text{ mm}$) inscrit dans un guide V0/14-19 est également reportée sur la figure 2.6(a). Les conditions d’insolation et les longueurs de réseaux sont rappelées dans la légende des figures.

Variations d’indice photoinduites La méthode d’hydrogénation amène un gain significatif en photosensibilité par rapport à un guide non traité. Par exemple, des variations d’indice de l’ordre de 10^{-3} sont obtenues pour un guide issu du wafer V0/14-21 insolé par un nombre de tirs N_i égal à 6500 avec une densité d’énergie par tir fixée à $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$. La modulation obtenue après hydrogénation du guide est en moyenne un ordre de grandeur supérieure à celle atteinte dans un guide vierge de tout traitement (facteur $\times 13$ à $N_i = 30000$).

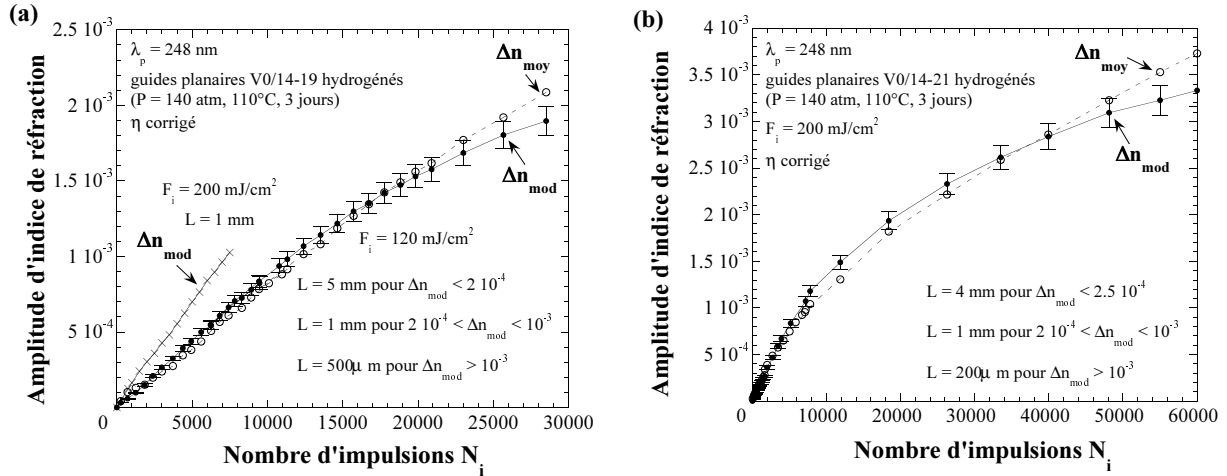


FIG. 2.6 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés V0/14-19 (fig.(a)) et V0/14-21 (fig.(b)).

Aspect des cinétiques de croissance de Δn_{mod} et Δn_{moy} De l'examen de ces figures, trois conclusions peuvent être tirées :

1. Les courbes de croissance de la modulation d'indice et l'indice moyen sont monotones croissantes en fonction des impulsions lasers N_i (photosensibilité de type I).
2. Les cinétiques de croissance Δn_{mod} et Δn_{moy} présentent des allures similaires en forme de " S ". En effet, un point d'inflexion vers $N_i = 4000$ (respectivement $N_i = 2000$) peut être défini sur les courbes de croissance des réseaux inscrits avec une densité d'énergie par impulsion $F_i = 120 \text{ mJ/cm}^2$ (resp. $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$). Dans le premier cas, pour $N_i \leq 4000$ la concavité des courbes est positive, au delà de cette valeur la concavité devient négative. Ensuite, il est intéressant de noter que le nombre de tirs N_i correspondant aux points d'inflexion des courbes diminue lorsque F_i augmente.
3. Au début des insulations ($N_i \leq 2500$), les courbes de croissance de l'amplitude de modulation d'indice et de variation d'indice moyen se superposent. Puis, pour des fluences cumulées plus importantes, la valeur de la modulation augmente plus vite que celle de l'indice moyen. Par conséquent la valeur du contraste C des réseaux reste sensiblement constante ($= 1$) puis augmente légèrement pour atteindre des valeurs de l'ordre de 1.15. Enfin, à partir de N_i fixé à 21000 ou 40000 suivant la fluence utilisée, le contraste diminue. A la fin de l'inscription la valeur de C est de l'ordre de 0.9.

Nature de l'échantillon Les cinétiques de croissance de réseaux sont plus rapides dans les guides issus du wafer V0/14-21 que dans ceux issus du wafer V0/14-19. Pour une même densité d'énergie $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$, une modulation $\Delta n_{mod} = 10^{-3}$ est obtenue après insolation du guide V0/14-21 par $N_i = 6500$ tandis que 7400 impulsions sont nécessaires pour atteindre cette valeur de modulation d'indice de réfraction dans le guide V0/14-19.

Afin de fixer un ordre de grandeur de la reproductibilité de nos enregistrements, deux inscriptions successives de réseaux de Bragg ont été réalisées, tous les paramètres expérimentaux étant supposés égaux (wafer V0/14-21, $L = 1 \text{ mm}$, $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$). La figure 2.7 présente les courbes de croissance de modulation (symboles pleins) et de variation d'indice moyen (symboles creux) associées au réseaux RB_1 (cercles) et RB_2 (losanges). Ces enregistrements permettent de fixer un ordre de grandeur à l'incertitude que l'on peut affecter à nos mesures. L'écart maximum relevé entre deux valeurs de Δn_{mod} (respectivement Δn_{moy}) est de l'ordre de 3×10^{-5} (resp. 5×10^{-5}). Cette incertitude peut résulter d'une différence non contrôlée entre les conditions d'inscription, comme par exemple un léger écart (quelques μm) entre les positions du masque de phase sur le wafer lors des deux inscriptions.

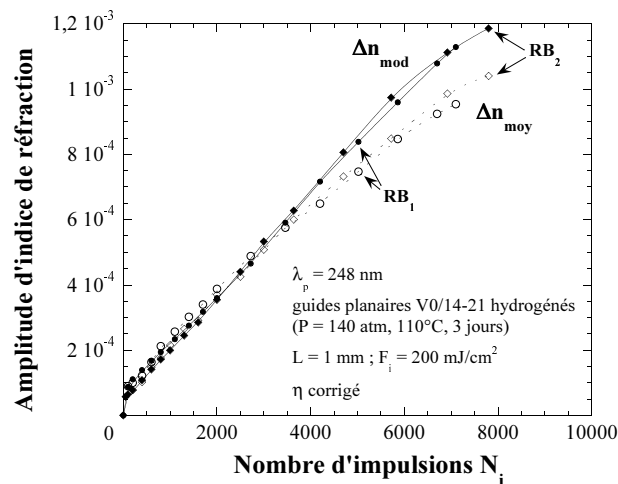


FIG. 2.7 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen au cours de l'inscription sous les mêmes conditions ($L = 1 \text{ mm}$, $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$) de réseaux de Bragg dans des guides hydrogénés ($P = 140 \text{ atm}$) provenant du wafer V0/14-21.

Conclusions *Tout d'abord, la méthode d'hydrogénation permet d'effectuer des inscriptions efficaces dans les guides planaires. Le chargement en H_2 augmente significativement la photosensibilité initiale des échantillons. Ensuite, les inscriptions de réseaux de Bragg dans les guides*

hydrogénés ont montré que les guides issus du wafer V0/14-21 sont plus photosensibles que ceux provenant du wafer V0/14-19. Ce résultat confirme celui obtenu pour les guides non sensibilisés. Enfin, il apparaît que l'utilisation du laser à KrF pour inscrire les réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés conduit à des cinétiques de variation d'indice en forme de " S ". Ce résultat est qualitativement en accord avec les études menées dans les fibres optiques germanosilicates insolées avec des lasers émettant un rayonnement pulsé de longueur d'onde $\lambda_p = 242 \text{ nm}$ [14], et $\lambda_p = 193 \text{ nm}$, 248 nm [32] ainsi qu'avec un laser à $\lambda_p = 244 \text{ nm}$ fonctionnant en régime continu [81, 67]. Les mêmes conclusions peuvent être tirées en comparant nos résultats à ceux obtenus dans les fibres phosphosilicates insolées par un laser à ArF ($\lambda_p = 193 \text{ nm}$) [82, 83, 84].

2.2.1.2 Influence de la densité d'énergie par impulsion incidente F_i sur les cinétiques d'inscription

Des réseaux de Bragg de longueur 1 mm ont été photoinscrits dans les guides planaires hydrogénés (wafer V0-14/19, $P = 140 \text{ atm}$). Le paramètre de l'étude est la densité d'énergie par impulsion F_i utilisée pour inscrire les réseaux. A l'exception de ce paramètre, les différents réseaux ont été inscrits dans les mêmes conditions. Les densités d'énergie par impulsion F_i ont successivement été fixées à 120, 200, 275 et 370 mJ/cm^2 . La figure 2.8(a) montre l'évolution de la modulation d'indice Δn_{mod} en fonction du nombre de tirs incidents N_i reçus par les échantillons. Les évolutions de Δn_{mod} sont monotones croissantes en fonction de N_i , les cinétiques étant d'autant plus rapides que la valeur de F_i est élevée. Par ailleurs, les cinétiques de croissance de l'indice moyen en fonction de N_i (non représentées) sont similaires à celles reportées pour la modulation. Cependant dans la gamme de variation d'indice créée ($\Delta n_{mod} < 10^{-3}$), quelle que soit la valeur de F_i , la valeur de la modulation est supérieure à celle de l'indice moyen. La figure 2.8(b) représente l'évolution de la modulation d'indice Δn_{mod} en fonction de la fluence cumulée F_c reçue par l'échantillon ($F_c = N_i \times F_i$). La figure montre que la croissance de Δn_{mod} est linéaire en fonction de la fluence cumulée F_c dans la gamme d'étude $[0; 1.5 \text{ kJ/cm}^2]$ pour des valeurs de modulation d'indice inférieures à 10^{-3} .

Afin de caractériser le comportement initial des courbes de croissance, la pente moyenne à l'origine $\frac{\partial \Delta n_{mod}}{\partial N_i}$ a été calculée pour chacune des croissances représentées sur la figure 2.8(a).

²La pente moyenne à l'origine correspond à la pente de la tangente à la courbe $\Delta n_{mod} = f(N_i)$ calculée à $\Delta n_{mod} = 1 \times 10^{-4}$.

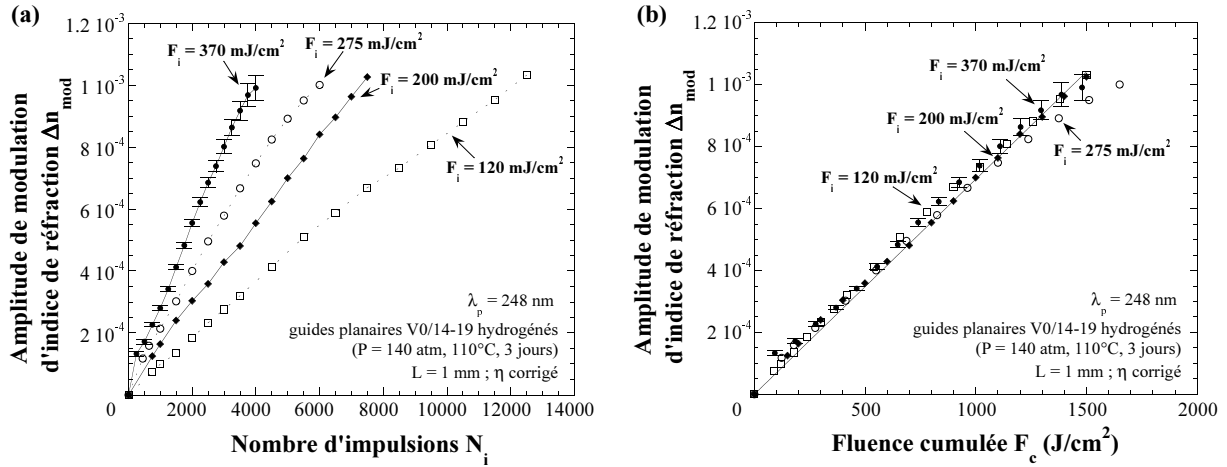


FIG. 2.8 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice de réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires hydrogénés V0/14-19 en fonction du nombre de tirs incidents N_i (fig. (a)) et en fonction de la fluence cumulée F_c (fig. (b)). Le paramètre de l'étude est la densité d'énergie par impulsion F_i reçue par le guide.

L'évolution des pentes à l'origine en fonction de F_i est représentée sur la figure 2.9. Le paramètre $\frac{\partial \Delta n_{\text{mod}}}{\partial N_i}$ croît linéairement en fonction de la densité d'énergie incidente par tirs F_i dans l'intervalle de densités étudiées [$120 \text{ mJ/cm}^2 \leq F_i \leq 370 \text{ mJ/cm}^2$]^{3 4}.

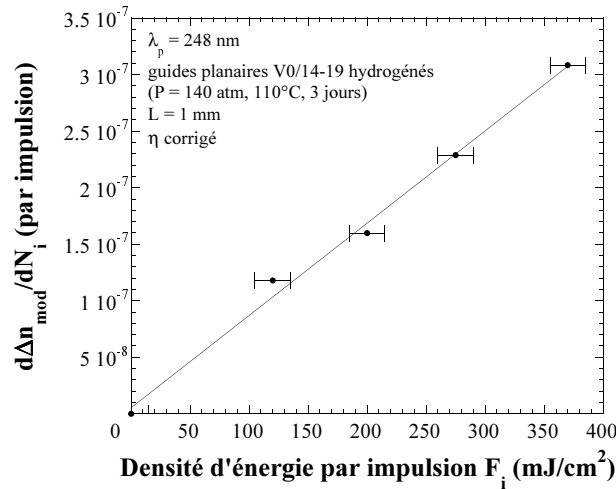


FIG. 2.9 – Évolution de la pente à l'origine des cinétiques de croissance tracées sur la figure 2.8(a) en fonction de la densité d'énergie par impulsion.

Conclusion Cette étude a montré que dans le domaine de fluences cumulées retenu pour l'étude [$0; 1.5 \text{ kJ/cm}^2$], la variation d'indice de réfraction obtenue dans les guides hydrogénés

³Nous formulons donc l'hypothèse que dans nos expériences, le mécanisme d'absorption initial conduisant à la formation des variations d'indice dans les guides planaires hydrogénés est une absorption à 1 photon [17].

⁴La linéarité de la pente à l'origine avec la densité d'énergie par impulsion a également été observée au laboratoire dans les fibres optiques germanosilicates chargées en hydrogène [74].

dépend linéairement de F_c . Par conséquent, le choix de la densité d'énergie ($120 \text{ mJ/cm}^2 \leq F_i \leq 370 \text{ mJ/cm}^2$) ne constitue pas un paramètre critique de l'inscription des réseaux du MIE pourvu que la fluence cumulée F_c soit inférieure à 1.5 kJ/cm^2 . Plus précisément, la création d'une amplitude de modulation d'indice fixée à 7×10^{-4} nécessite une insolation dont la fluence cumulée est égale à 1 kJ/cm^2 , une précision de 1% sur F_c (soit 50 impulsions laser lorsque $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$) fixant une précision de 1% sur Δn_{mod} .

2.2.1.3 Influence de la pression P d'hydrogène utilisée lors du chargement des échantillons à une température de 110°C sur les cinétiques d'inscription

Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés à différentes pressions Nous nous sommes proposé d'évaluer la dépendance de la photosensibilité des guides planaires avec la pression d'hydrogène. A cet effet, des réseaux de Bragg ont été photoinscrits dans les guides planaires chargés en H_2 à différentes pressions sur le même wafer de désignation V0/14-19. Les conditions d'irradiance sont identiques pour toutes les insolutions, la densité d'énergie par impulsion a été fixée à $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$. Un réseau de Bragg de longueur $L = 10 \text{ mm}$ a tout d'abord été photoinscrit dans un guide vierge de tout traitement. La cinétique de croissance de ce réseau constitue ainsi une référence. Ensuite le wafer est chargé successivement en hydrogène à une pression fixée à 21, 40, 60, 80, 100, 124, 142 atm à une température de 110°C pendant 3 *jours*. Après chaque chargement à une pression fixée, des réseaux de Bragg de longueur $L = 1 \text{ mm}$ ou $L = 500 \mu\text{m}$ ont été photoinscrits dans le coeur du guide. La figure 2.10(a) reporte l'évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction Δn_{mod} du coeur du guide en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i alors que la figure 2.10(b) représente l'évolution de l'indice moyen Δn_{moy} en fonction de N_i . Les conditions d'insolation, les pressions en H_2 sont rappelées dans les légendes. Les barres d'erreur sont représentées uniquement sur la courbe qui correspond à la pression de chargement 21 atm de façon à ne pas surcharger la figure. Un problème d'enregistrement de la longueur d'onde de Bragg étant survenu pour la cinétique de croissance du réseau hydrogéné à $P = 60 \text{ atm}$, l'évolution de l'indice moyen n'a pu être représentée.

Quelle que soit la valeur de la pression P d'hydrogénation, les évolutions des variations d'indice sont monotones croissantes en fonction de N_i . Les cinétiques de croissance présentent toutes des allures similaires en forme de " S ". Jusqu'à la valeur $P = 124 \text{ atm}$, les cinétiques de

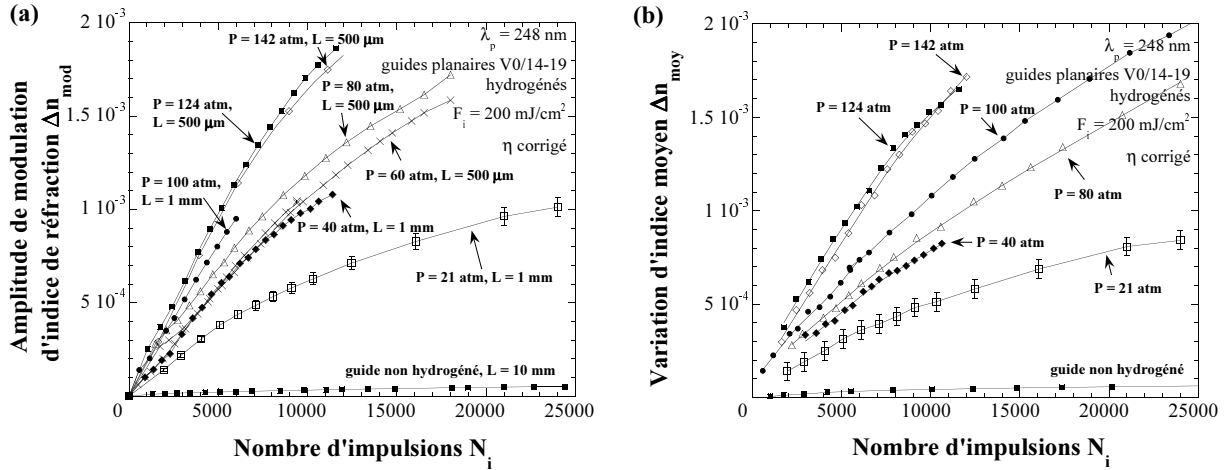


FIG. 2.10 – Évolution des amplitudes d'indice de réfraction de réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires hydrogénés (wafer V0/14-19) en fonction du nombre de tirs incidents N_i : Δn_{mod} (fig.(a)) et Δn_{moy} (fig.(a)). Le paramètre de l'étude est la pression d'hydrogénation P (chargement à $110^\circ C$ pendant 3 jours).

croissance de réseau sont d'autant plus rapides que la valeur de P est grande. Ensuite, les valeurs de variations d'indice créées dans les guides chargés à $P = 142\text{ atm}$ restent semblables à celles correspondant à $P = 124\text{ atm}$.

Le gain en photosensibilité obtenu par le procédé d'hydrogénation est significatif. Pour un nombre de tirs $N_i = 5000$, la modulation d'indice est égale à 2.2×10^{-5} dans un guide non sensibilisé. Dans les mêmes conditions d'irradiance, la modulation d'indice obtenue dans le guide hydrogéné à $P = 21\text{ atm}$ est de l'ordre de 3.8×10^{-4} alors qu'elle atteint 9.5×10^{-4} dans un guide chargé à une pression de 142 atm .

L'évolution de la modulation d'indice (symboles pleins) est comparée sur la figure 2.11 à celle de l'indice moyen (symboles creux) et ceci pour deux pressions d'hydrogénation ($P = 21\text{ atm}$; 142 atm). Dans la gamme de variations d'indice étudiée ($\Delta n < 2 \times 10^{-3}$), quelle que soit la pression P , la valeur de la modulation augmente plus vite que celle de l'indice moyen. Ces résultats confirment ceux présentées sur les figures 2.6. Par ailleurs, nous pouvons constater que l'écart entre les deux amplitudes d'indice diminue avec l'accroissement de pression. Par exemple, pour N_i fixé à 10000, le contraste du réseau est égale à 1.22 pour une pression $P = 21\text{ atm}$ contre 1.10 pour $P = 142\text{ atm}$.

Les valeurs de l'amplitude de modulation et d'indice moyen atteintes à $N_i = 5000$ et $N_i = 7500$ sont reportées respectivement sur la figure 2.12(a) et 2.12(b) en fonction de la pression de chargement P des échantillons. Sur ces figures, les données expérimentales sont représentées

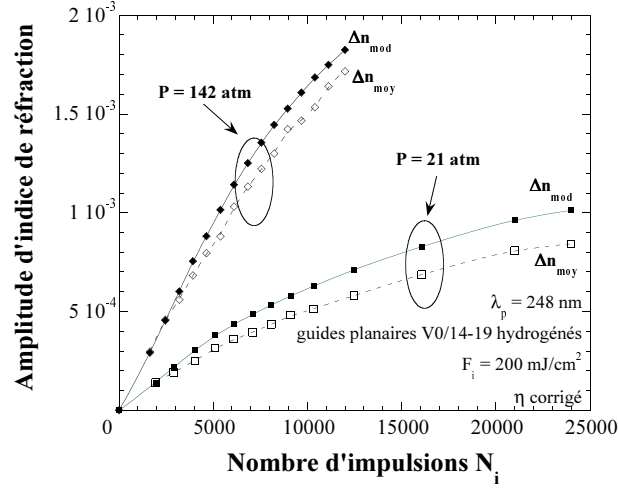


FIG. 2.11 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés à $P = 21 \text{ atm}$ et $P = 142 \text{ atm}$.

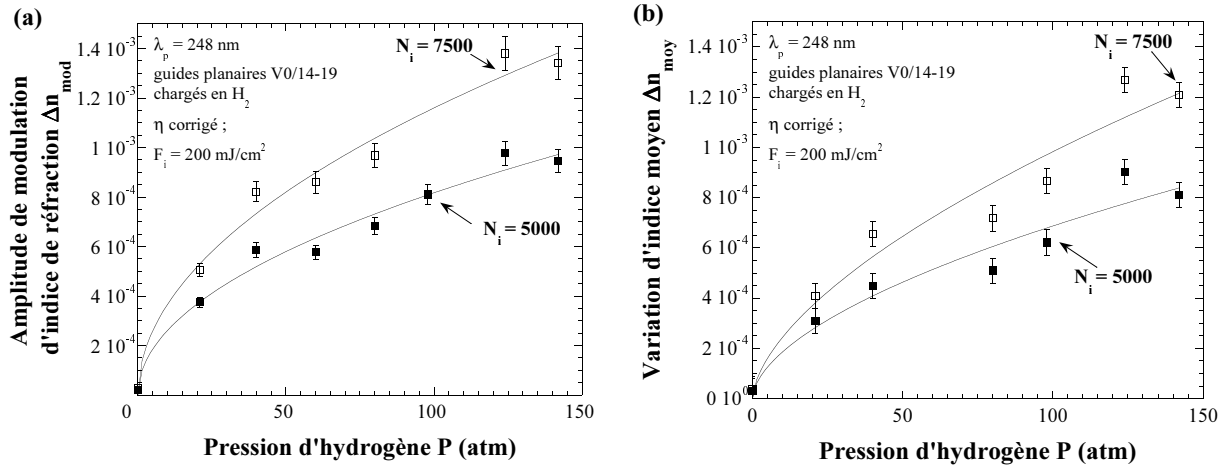


FIG. 2.12 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice Δn_{mod} (fig. (a)) et d'indice moyen Δn_{moy} (fig. (b)) obtenues à $N_i = 5000$ et $N_i = 7500$ en fonction de la pression de chargement en hydrogène des guides planaires.

par les symboles tandis que les lignes continues correspondent à des ajustements des points expérimentaux selon une méthode de moindres carrés non linéaires sur une loi analytique en puissance de P (relation 2.1)⁵.

$$\Delta n = \Delta n_0 \cdot P^\alpha \quad (2.1)$$

⁵Cette fonction analytique décrit l'évolution des variations d'indice en fonction de la pression dans les fibres germanosilicates SMF28 hydrogénées insulées par un laser continu de longueur d'onde 244 nm [67] ou un laser à excimère de longueur d'onde 248 nm [85].

L'évolution des amplitudes d'indice est monotone croissante en fonction de P . Les valeurs de la modulation augmentent plus vite que celles de l'indice moyen. En fait, l'ajustement de la relation 2.1 sur les données expérimentales ne reproduit qu'approximativement les points expérimentaux. En particulier les variations d'indice correspondant aux pressions $P = 80, 124 \text{ atm}$ se placent relativement mal sur la courbe. Ces écarts s'expliquent probablement par le fait que dans le cas particulier de cette étude, les incertitudes expérimentales sont sous-évaluées. En effet, les incertitudes sur les variations d'indice représentées sur les figures 2.12 sont calculées à l'aide de la méthode présentée dans l'annexe C et également des résultats de la figure 2.7. Cependant, ces estimations ne prennent pas compte le fait que cette étude s'est étalée sur une durée de deux mois, le même wafer étant chargé en hydrogène aux pressions fixées entre chaque inscription. Cette succession d'étapes dans le protocole expérimental multiplie ainsi les sources d'incertitudes.

Les valeurs des paramètres Δn_0 et α sont regroupées dans le tableau 2.2. En tenant compte des écarts type sur l'estimation du coefficient, les valeurs de α sont similaires pour les deux couples de courbes. $\alpha_{\Delta n_{mod}}$ est évalué à 0.50 ± 0.05 tandis que $\alpha_{\Delta n_{moy}} \sim 0.58 \pm 0.11$ ⁶.

	$N_i = 5000$	$N_i = 7500$
Δn_{mod}	$\Delta n_0 = 8.3 \times 10^{-5} \pm 2.1 \times 10^{-5}$ $\alpha = 0.49 \pm 0.05$	$\Delta n_0 = 1.1 \times 10^{-4} \pm 2.9 \times 10^{-5}$ $\alpha = 0.50 \pm 0.05$
Δn_{moy}	$\Delta n_0 = 5.0 \times 10^{-5} \pm 2.7 \times 10^{-5}$ $\alpha = 0.56 \pm 0.11$	$\Delta n_0 = 6.1 \times 10^{-5} \pm 3.3 \times 10^{-5}$ $\alpha = 0.60 \pm 0.11$

TAB. 2.2 – Récapitulatif des paramètres Δn_0 et α de la fonction analytique 2.1 utilisée pour représenter les valeurs des amplitudes d'indice selon la pression d'hydrogénation P .

Évolution de la longueur d'onde de Bragg initiale des réseaux en fonction de la

pression d'hydrogène Les évolutions des longueurs d'onde de Bragg des réseaux enregistrées au cours des différentes inscriptions ont été reportées sur la figure 2.13(a). Il apparaît tout d'abord que les pentes à l'origine des courbes augmentent avec la pression P . Par ailleurs, la longueur d'onde de Bragg initiale $\lambda_B^{init}(N_i = 0)$ est d'autant plus élevée (translation vers le rouge) que la pression est grande. Le déplacement de longueur d'onde de Bragg initiale $\Delta\lambda_B^{init}$ est présenté sur la figure 2.13(b) en fonction de la pression d'hydrogénation (température de chargement : 110°C). Il faut cependant noter la particularité suivante : les guides insolés sont issus du même wafer chargé successivement aux différentes pressions reportés sur la figure 2.13(a)

⁶L'ordre de grandeur de α est identique à celui estimé dans [67].

(durée de chaque chargement : 3 jours). Chaque point expérimental est déduit de la différence entre $\lambda_B^{init}(P, N_i = 0)$, la longueur d'onde de Bragg initiale du réseau inscrit dans le guide chargé en H_2 à la pression P et celle $\lambda_B^{init-non H_2}(N_i = 0)$ correspondant au réseau inscrit dans un guide non hydrogéné. Pour ce faire, les longueurs d'onde de Bragg estimées à $N_i = 0$ sont reconstruites à partir de la longueur d'onde de Bragg mesurée pour le premier spectre enregistré en considérant que $\Delta n_{mod} = \Delta n_{moy}$.

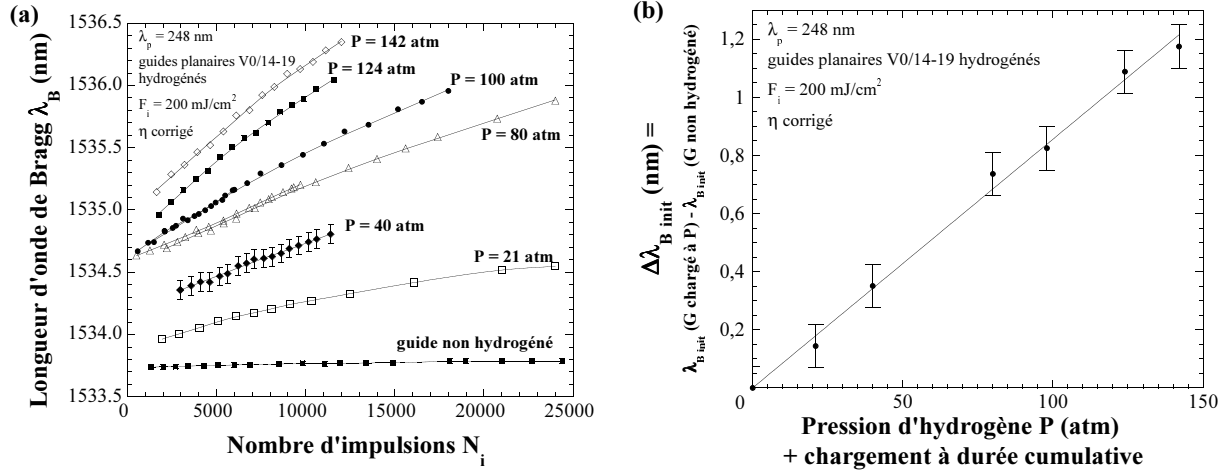


FIG. 2.13 – Évolution de la longueur d'onde de Bragg λ_B au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés à différentes pressions P (fig. (a)). Évolution du déplacement de la longueur d'onde de Bragg initiale $\Delta\lambda_B^{init}$ en fonction de la pression de chargement en hydrogène des guides planaires (fig. (b)).

Comme il apparaît sur la figure 2.13(b), la longueur d'onde de Bragg initiale des réseaux augmente linéairement avec la pression P . La pente de la droite est égale à 8.5 ± 0.1 pm/atm. Ce résultat est interprété dans la section 3.1.1.

Conclusion Dans la gamme de pressions de chargement en hydrogène retenue pour l'étude, la photosensibilité des guides planaires augmente avec la pression jusqu'à la valeur $P = 124$ atm. Au delà de cette pression de chargement, la photosensibilité du guide reste constante. En revanche, la longueur d'onde de Bragg initiale des réseaux augmente linéairement avec P sur toute la gamme de pressions étudiée. Une pression de chargement du guide comprise entre 124 atm et 142 atm constitue un choix adapté à la réalisation des filtres du MIE (gain en durée d'insolation par rapport aux autres pressions de chargement). Notons par ailleurs qu'un choix judicieux du paramètre P peut éventuellement permettre d'accorder les réseaux de Bragg avec les valeurs cibles spécifiées (dans la gamme de pressions [124 atm; 142 atm], le déplacement de λ_B^{init} est de 0.15 nm).

2.2.1.4 Influence de la durée de désorption de l'hydrogène sur les cinétiques d'inscription

Préambule L'objectif de cette étude est d'évaluer l'évolution de la photosensibilité du guide en fonction de la durée de désorption de l'hydrogène. Deux protocoles de chargement en hydrogène sur l'évolution de la photosensibilité des guides planaires avec la durée de désorption ont été retenus et ont constitué le paramètre de l'étude. Nous étudions d'abord le cas des guides chargés en H_2 à une température de $110^\circ C$ puis de la même façon, nous étudions le cas de guides sensibilisés par hydrogénation à $35^\circ C$.

⊙ **Chargement effectué à une température de $110^\circ C$ pendant 3 jours**

L'expérience a été conduite selon la chronologie suivante. Les échantillons ont tout d'abord été chargés sous une pression d'hydrogène de $140 atm$ à une température de $110^\circ C$ pendant 3 jours. Des réseaux de Bragg de longueur $L = 1 mm$ ont été inscrits à des intervalles de temps réguliers après la sortie des échantillons de la cuve d'hydrogénation. Typiquement ces intervalles étaient de l'ordre de 3 h au début de l'étude jusqu'à un mois après chargement en H_2 . La densité d'énergie par impulsion a été fixée à $F_i = 200 mJ/cm^2$ pour toutes les insulations. Au préalable, un réseau de référence de longueur $L = 10 mm$ a été inscrit dans un guide vierge de tout traitement avec les mêmes conditions d'irradiance.

Les évolutions de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction créée dans le coeur du guide sont représentées sur la figure 2.14 en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i . Les conditions d'insolation et les durées de désorption de H_2 sont rappelées dans la légende de cette figure. Les lignes continues constituent uniquement des guides pour l'oeil.

A l'examen de la figure 2.14, il apparaît que la photosensibilité reste sensiblement constante pendant 9 h puis décroît avec la durée de désorption. Après désorption pendant 49 h, des amplitudes de modulation Δn_{mod} de l'ordre 10^{-3} peuvent encore être obtenues avec des insulations de courtes durées (14000 tirs laser). Par ailleurs, un mois après la sortie de l'enceinte d'hydrogénation (triangles pleins), la croissance du réseau reste significativement plus rapide que celle d'un réseau photoinscrit dans un guide non traité (facteur 3 à $N_i = 20000$).

L'évolution de la longueur d'onde de Bragg et l'évolution de la variation d'indice moyen sont respectivement représentées sur la figure 2.15(a) et 2.15(b) en fonction du nombre de tirs N_i . La durée de désorption constitue le paramètre de l'étude. Les symboles correspondent aux mêmes

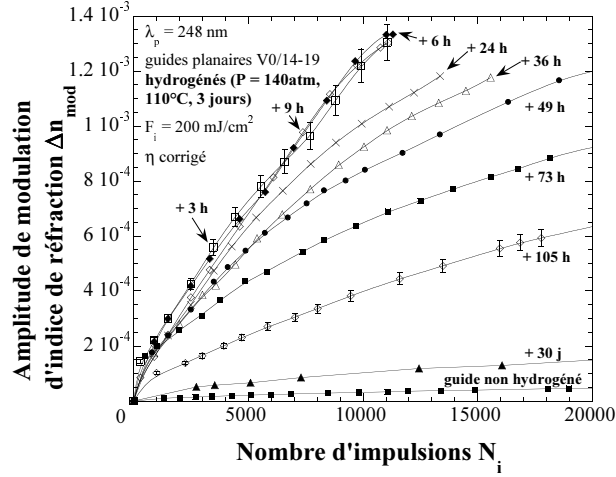


FIG. 2.14 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice Δn_{mod} au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés pour des durées de désorption variant de $3 h$ jusque $30 jours$.

durées que celles sur la figure 2.14. Les cinétiques de croissance de l'indice moyen présentent un comportement semblable à celui de la modulation. Ainsi, les cinétiques sont similaires jusqu'à la durée $9 h$. Les cinétiques enregistrées après cette durée sont d'autant moins rapides que le délai augmente. Il est important de noter que la longueur d'onde de Bragg du réseau inscrit dans le guide sorti depuis $30 jours$ de l'enceinte d'hydrogénation reste significativement supérieure (en moyenne de l'ordre de $0.64 nm$) à celle du réseau inscrit dans le guide non sensibilisé.

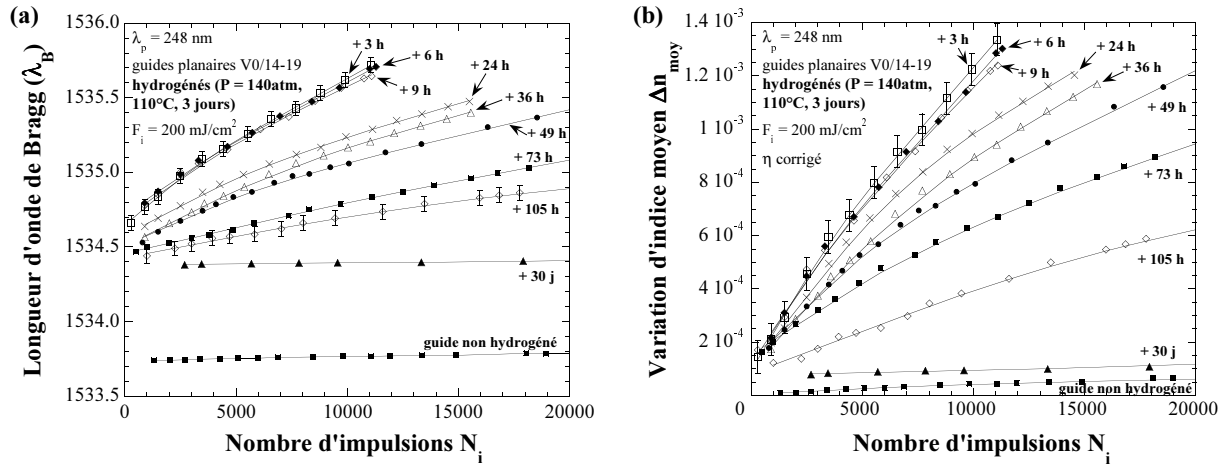


FIG. 2.15 – Évolution des longueurs d'onde de Bragg λ_B (fig. (a)) et des variations d'indice moyen Δn_{moy} (fig. (b)) au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés. Le paramètre de l'étude est constitué par la durée de désorption qui varie de $3 h$ jusque $30 jours$.

Évolution de la longueur d'onde de Bragg de réseaux en fonction de la durée de désorption de l'hydrogène (chargement effectué à une température de $110^{\circ}C$) La longueur d'onde de Bragg λ_B d'un réseau de longueur $L = 500\mu m$ inscrit dans un guide chargé en hydrogène à une pression $P = 142 atm$ a été mesurée à intervalles de temps réguliers pendant et après l'inscription du réseau sur une période de $300 h$. Cette valeur a été choisie de sorte à ce qu'elle corresponde à une exo-diffusion complète de l'hydrogène en dehors du coeur du guide à température ambiante (figure 1.11). L'évolution de la longueur d'onde de Bragg est reportée sur la figure 2.16 en fonction de la durée de désorption de l'hydrogène. Les symboles creux représentent λ_B pendant l'inscription du réseau. Deux phénomènes peuvent être mis en évidence : une augmentation rapide de la longueur d'onde de Bragg dès la fin de l'insolation (translation de λ_B de $+0.54 nm$ sur une durée de l'ordre de $60 min$), suivie d'une diminution lente (translation de λ_B de $-0.53 nm$ sur une période de $300 h$). Ces observations sont analogues à celles effectuées lorsque l'on inscrit des réseaux dans les fibres optiques hydrogénées [86]. L'hydrogène contenu dans le coeur du guide avant l'insolation (à $t = 0$) est consommé au cours de l'inscription du réseau. Il en résulte à la fin de l'insolation un déséquilibre de pressions entre le coeur et les couches qui l'entourent (couche tampon et gaine) si bien que l'hydrogène contenu dans ce réservoir diffuse de la couche tampon et de la gaine vers le coeur. Cette diffusion, correspondant à un rechargement du coeur en hydrogène, est caractérisée par une translation de λ_B vers le rouge (hautes longueurs d'onde). Dans un second temps, la diminution lente de la longueur d'onde de Bragg observée s'explique par la décroissance lente de la pression d'hydrogène au voisinage du coeur du guide. Plus précisément, après l'équilibre des pressions au voisinage du coeur du guide (à $t = 2 h$), l'hydrogène diffuse hors du guide planaire vers l'air.

⊙⊙ **Chargement effectué à une température de $35^{\circ}C$ pendant $10 jours$**

A l'exception de la température ($35^{\circ}C$) et de la durée de chargement en hydrogène ($10 jours$), le protocole que nous avons suivi est similaire à celui décrit précédemment. Un réseau de longueur $L = 10 mm$ a été inscrit dans un guide vierge de tout traitement avec une densité d'énergie par impulsion fixée à $F_i = 200 mJ/cm^2$. Le wafer a ensuite été chargé sous une pression d'hydrogène de $140 atm$ à une température de $35^{\circ}C$ pendant $10 jours$. Puis les inscriptions de réseaux de Bragg de longueur $L = 1 mm$ ont été réalisées à des intervalles de temps réguliers après la sortie du wafer de la cuve d'hydrogénation. La densité d'énergie par impulsion a également été fixée à

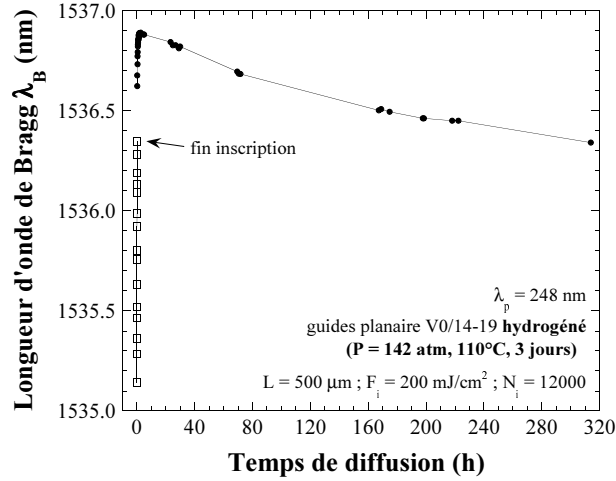


FIG. 2.16 – Évolution de la longueur d’onde de Bragg λ_B d’un réseau inscrit dans un guide hydrogéné (chargement en H_2 effectué à $110^\circ C$) en fonction de la durée de désorption. Les carrés vides correspondent à λ_B durant l’inscription.

$F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$ pour toutes les insulations.

Les évolutions de l’amplitude de modulation d’indice de réfraction créée dans le coeur du guide sont représentées sur la figure 2.17 en fonction du nombre d’impulsions incidentes N_i . Les conditions d’insolation et les durées de désorption en H_2 sont rappelées dans la légende de la figure. Les barres d’erreur ont été représentées sur la cinétique d’inscription du réseau effectuée 20 h après la sortie du wafer de l’enceinte d’hydrogénation.

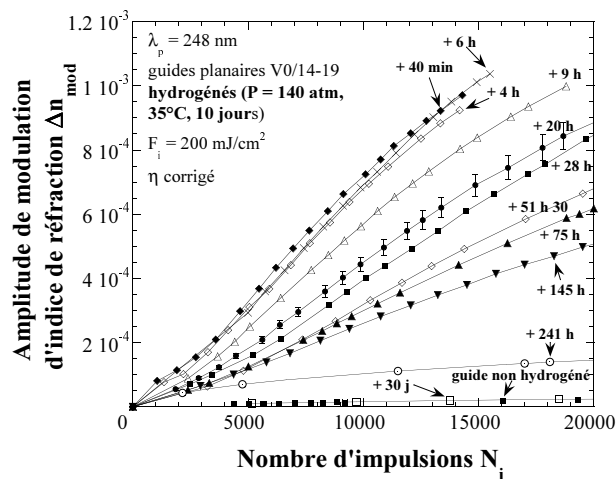


FIG. 2.17 – Évolution des amplitudes de modulation d’indice Δn_{mod} au cours de l’inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénéés pour des durées variant de 40 min jusque 30 jours après la sortie des guides de l’enceinte d’hydrogénation (chargement en hydrogène effectué à $35^\circ C$ pendant 10 jours).

La figure 2.17 regroupe deux types d'informations : d'une part le gain en photosensibilité apporté par ces nouvelles conditions de chargement, et d'autre part l'évolution au cours du temps de la photosensibilité amenée par la méthode d'hydrogénation à température voisine de l'ambiante.

La gain en photosensibilité des guides apporté par ces nouvelles conditions de chargement en H_2 est plus faible que celui qui résulte d'un chargement à $110^\circ C$. Pour un nombre d'impulsions $N_i = 10000$, la modulation d'indice obtenue après désorption de 40 min , est égale à 7.2×10^{-4} (figure 2.17). Dans les mêmes conditions de pression du guide ($P = 140 \text{ atm}$) et les mêmes conditions d'irradiance ($F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2, N_i = 10000$), la modulation d'indice atteint 1.24×10^{-3} dans un guide planaire hydrogéné à la température de $110^\circ C$ après désorption pendant 6 h (figure 2.14). Par ailleurs, les cinétiques de croissance sur la figure 2.17 présentent un aspect différent de celles de la figure 2.14. Les formes en " S " des courbes sont plus marquées sur la figure 2.17 que sur les courbes des figures 2.10 ou 2.14. Ainsi, les points d'inflexion se situent à un nombre de tirs plus élevé $N_i = 7000$ contre $N_i = 2500$ pour les guides chargés à $110^\circ C$.

D'autre part, il apparaît que le gain en photosensibilité ne reste constant que pendant 6 h alors que le chargement à $110^\circ C$ assure une permanence de la photosensibilité pendant plus de 9 h . **Enfin, il est intéressant de noter que la cinétique de croissance de Δn_{mod} d'un réseau écrit dans un guide non sensibilisé et celle d'un réseau inscrit dans un guide sorti depuis un mois de l'enceinte d'hydrogénation sont semblables.**

Les évolutions de la longueur d'onde de Bragg (fig. 2.18(a)) et de la variation d'indice moyen (fig. 2.18(b)) sont représentées en fonction du nombre de tirs N_i sur les figures 2.18. La durée de désorption constitue le paramètre du réseau d'abaques. Les symboles ont les mêmes significations que ceux de la figure 2.17. Les cinétiques de croissance de l'indice moyen présentent des comportements semblables à ceux de la modulation. De la même façon, les cinétiques sont similaires jusqu'à la durée 6 h puis décroissent avec le temps. Comme il apparaît sur les figures 2.18, les évolutions des longueurs d'onde de Bragg ainsi que celles de la variation d'indice moyen correspondant aux réseaux inscrits d'une part dans un guide non sensibilisé, et d'autre part dans un guide désorbé 30 jours après chargement en H_2 , sont identiques.

Évolution de la longueur d'onde de Bragg de réseaux en fonction de la durée de désorption de l'hydrogène (chargement effectué à une température de $35^\circ C$) Le

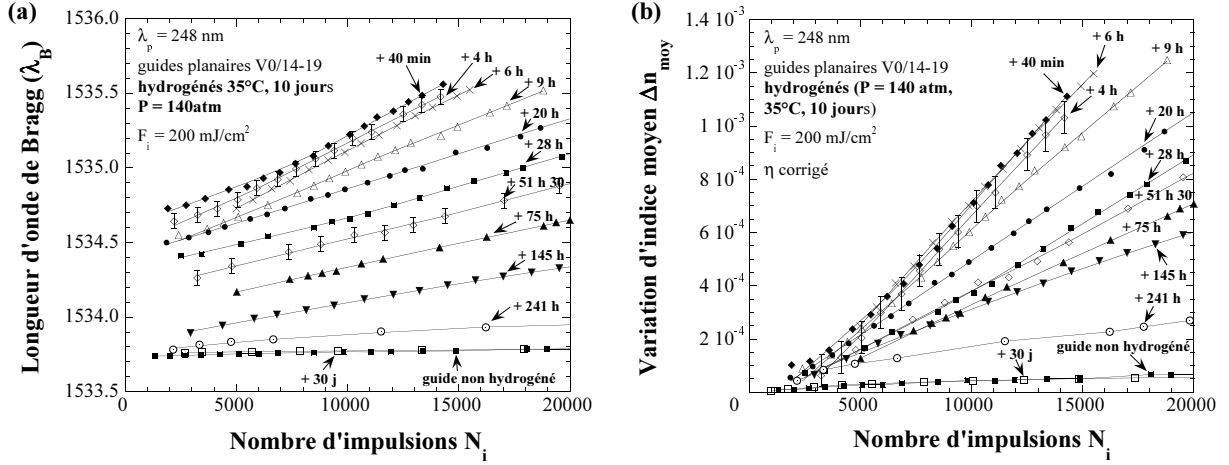


FIG. 2.18 – Évolution des longueurs d'onde de Bragg λ_B (fig.(a)) et des variations d'indice moyen Δn_{moy} (fig.(b)) au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hydrogénés pour des durées variant de 40 min jusque 30 jours après la sortie des guides de l'enceinte d'hydrogénation (chargement en hydrogène effectué à 35°C pendant 10 jours).

protocole retenu est similaire à celui présenté précédemment. L'évolution de la longueur d'onde de Bragg est reportée sur la figure 2.19 en fonction de la durée de désorption de l'hydrogène (durée maximale de désorption égale à 300 h). D'autres points de mesure pour des durées de l'ordre de 700 h sont reportés dans l'encart de la figure. Les symboles creux correspondent aux longueurs d'onde de Bragg pendant l'inscription du réseau. L'évolution de λ_B présente une allure similaire à celle relevée pour une température de chargement de 110°C . Néanmoins, les ordres de grandeur des translations de longueur d'onde de Bragg sont différents. D'une part, la translation vers le rouge de λ_B (qui correspond à l'augmentation rapide de λ_B) est de l'ordre de 0.33 nm pour les guides chargés en H_2 à 35°C contre 0.54 nm pour une température de chargement fixée à 110°C . D'autre part, la diminution de λ_B sur une période de 300 h est mesurée 0.83 nm pour le chargement à 35°C tandis qu'elle est estimée à 0.53 nm pour un chargement à 110°C .

Conclusions Tout d'abord, les valeurs de modulation maximales $\Delta n_{\text{mod}}^{\text{max}}$ obtenues dans les guides planaires hydrogénés (chargés à 110°C ou à 35°C) sont suffisantes pour la réalisation du MIE. Dans un second temps, cette étude a montré l'influence du protocole de chargement en hydrogène des guides planaires sur leurs photosensibilités.

- Les gains en photosensibilité en référence à un guide non sensibilisé diffèrent suivant la température de chargement et ce, quelle que soit la durée de désorption de l'hydrogène. Par exemple, pour un nombre de tirs $N_i = 10000$, la modulation d'indice est égale à 6.4×10^{-4}

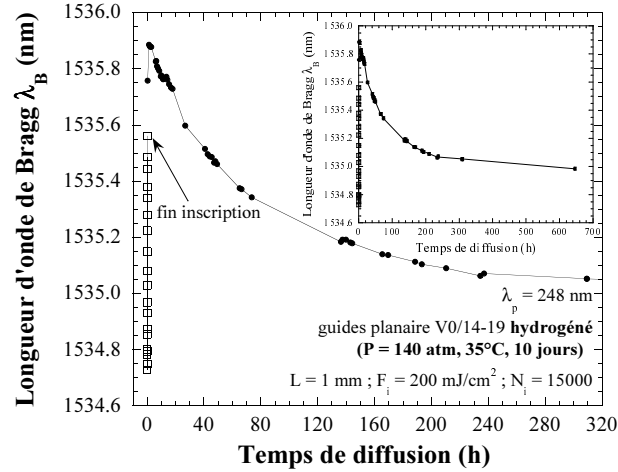


FIG. 2.19 – Évolution de la longueur d’onde de Bragg λ_B d’un réseau inscrit dans un guide hydrogéné (chargement en H_2 effectué à $35^\circ C$) en fonction de la durée de désorption. Les carrés vides correspondent à λ_B durant l’inscription.

dans le guide hydrogéné à $110^\circ C$ (73 h après sortie de l’enceinte d’hydrogénation). Dans les mêmes conditions d’irradiance, la modulation d’indice obtenue dans un guide hydrogéné à $35^\circ C$ est de l’ordre de 3×10^{-4} (75 h après sortie de l’enceinte d’hydrogénation).

- *Bien que les cinétiques de croissance présentent des allures similaires en forme de “ S ”, les points d’inflexion sont situés à des nombres d’impulsions plus élevés dans les guides chargés à $35^\circ C$.*
- *La durée de désorption de H_2 pendant laquelle la photosensibilité est constante est plus courte dans les guides chargés à $35^\circ C$. Cette durée n’est cependant pas prohibitive car elle permet la réalisation du composant.*
- *Pour une durée de désorption de H_2 fixée à 30 jours, les cinétiques de croissance des variations d’indice correspondant au réseau inscrit dans un guide chargé à $110^\circ C$ ne reproduisent pas celles d’un réseau inscrit dans un guide non traité. A l’inverse, ces cinétiques sont similaires lorsque le guide est chargé à $35^\circ C$. Les valeurs de modulation maximales obtenues sont suffisantes pour la réalisation du MIE.*

2.2.2 Biréfringence de phase dans les guides planaires hydrogénés

Nous nous sommes intéressés à déterminer l’évolution de la biréfringence de phase en fonction de la modulation d’indice créée dans le guide. Pour ce faire, la biréfringence de phase a été estimée dans les guides planaires hydrogénés ($P = 140 atm$, $110^\circ C$, 3 jours) à la fin des

inscriptions des réseaux de longueurs différentes $L = 10 \text{ mm}, 1 \text{ mm}, 500 \mu\text{m}, 200 \mu\text{m}$. Ce choix de longueurs de réseaux a ainsi permis de mesurer B_φ pour différentes valeurs des modulations situées dans la gamme $[1 \times 10^{-4}; 3.3 \times 10^{-3}]$. La figure 2.20 rassemble les valeurs de biréfringence B_φ mesurées en fonction de la valeur de modulation obtenue Δn_{mod} . Comme il apparaît sur la figure, la biréfringence de phase induite par l'insolation UV augmente significativement la biréfringence initiale du guide (facteur $\times 1.8$). D'autre part, la biréfringence de phase croît linéairement avec l'amplitude de modulation d'indice. Le facteur de proportionnalité est estimée à 0.45%. Ce résultat est similaire à celui reporté dans les études menées dans les fibres optiques [87, 88, 89] où les facteurs de proportionnalité se situent dans l'intervalle [0.2%, 8%] suivant la nature de la fibre, l'état de polarisation du faisceau UV utilisé pour insoler la fibre et le fait que la fibre soit chargée ou non en hydrogène.

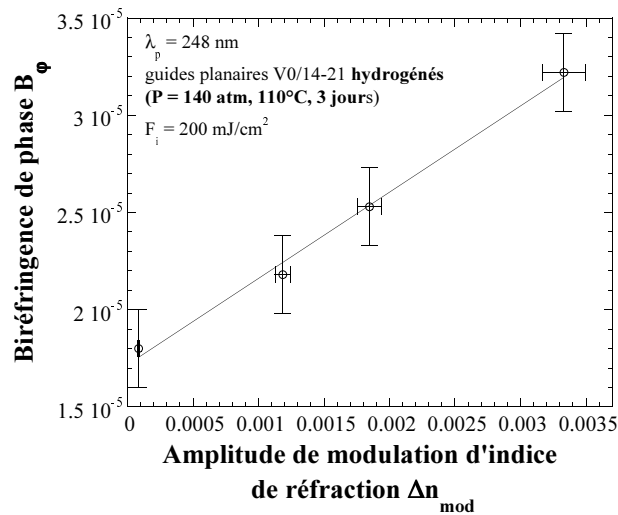


FIG. 2.20 – Évolution de la biréfringence de phase en fonction de la modulation d'indice dans les guides hydrogénés (wafer V0/14-21) .

Conclusion Afin de limiter les effets de polarisation dans le MIE, il est préconisé d'inscrire des réseaux correspondant à des amplitudes de modulation faibles.

2.3 Inscription des réseaux de Bragg dans les guides planaires hypersensibilisés au moyen d'une insolation uniforme ou chargés en espèces hydroxyles ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$)

2.3.1 Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires hypersensibilisés par UV

Préambule Dans cette section, les réseaux de Bragg ont été inscrits dans des guides hypersensibilisés par insolation UV uniforme. Nous nous sommes tout d'abord intéressé à l'aspect des cinétiques de croissance des variations d'indice photoinduites (Δn_{mod} , Δn_{moy}) par des insolutions issues d'un laser à KrF ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$). Puis, nous nous sommes proposé de déterminer les conditions expérimentales (N_{pre} , F_{pre} , F_i) qui conduisent à un gain maximum de photosensibilité.

Le protocole expérimental suivi est décrit dans le paragraphe 1.2.2. Rappelons que les guides planaires ont d'abord été chargés en hydrogène à une température de 110°C avec une pression de H_2 fixée à 140 atm pendant une durée de 3 jours . Les guides ont ensuite été insolés uniformément au plus tard une heure après leurs sorties de l'enceinte contenant de l'hydrogène. Puis les guides sont placés dans un four dont la température est fixée à 110°C durant 6 jours afin de dégazer l'hydrogène non consommé lors de l'insolation uniforme. Enfin, les réseaux sont inscrits avec le dispositif expérimental précédemment décrit.

2.3.1.1 Influence du nombre d'impulsions N_{pre} reçues par le guide planaire hydrogéné lors de l'insolation uniforme sur les cinétiques d'inscription

Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hypersensibilisés par UV Les insolutions ont été réalisées avec une densité d'énergie par impulsion égale à $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$ dans les guides issus du wafer V0/14-21. Des réseaux de longueur 4 mm ont été inscrits afin d'étudier la croissance de la modulation dans la gamme $[2.5 \times 10^{-5}; 2.5 \times 10^{-4}]$, alors que des réseaux plus courts ($L = 1.7 \text{ mm}$) ont été inscrits pour être en mesure de déterminer des variations d'indice comprises dans l'intervalle $[10^{-4}; 7 \times 10^{-4}]$. Plus précisément, la longueur des réseaux a été choisie égale à 4 mm lorsque $N_{pre} < 2000$ et à 1.7 mm lorsque $N_{pre} \geq 2000$. Le nombre de tirs N_{pre} reçus par le guide planaire lors de l'insolation uniforme constitue le paramètre de l'étude. Les valeurs de N_{pre} ont été choisies à 500, 1000, 2000, 5000,

20000, 40000 tandis que la densité d'énergie par impulsion F_{pre} a été fixée à 220 mJ/cm^2 . Afin d'établir une comparaison entre la méthode d'hypersensibilisation par insolation UV et d'autres traitements, les dynamiques d'inscriptions de deux réseaux de référence sont présentées sur les figures qui suivent. D'une part, un réseau de Bragg a été inscrit dans un guide vierge de tout traitement ($F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$). D'autre part, un réseau a été inscrit sous les mêmes conditions d'irradiance dans un guide ayant subi le traitement suivant. Avant l'inscription du réseau de Bragg, le guide a été chargé en H_2 à 110°C pendant 3 jours puis dégazé dans un four à cette même température durant 6 jours. Ce traitement est identique au traitement d'hypersensibilisation UV à l'exception toutefois de l'insolation uniforme qui est dans ce dernier cas appliquée.

L'évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction du coeur du guide Δn_{mod} est représentée sur la figure 2.21 en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i . Les conditions d'insolation sont rappelées dans la légende. Les barres d'erreur n'ont été représentées que sur la cinétique de croissance qui correspond à $N_{pre} = 2000$ de façon à ne pas surcharger la figure.

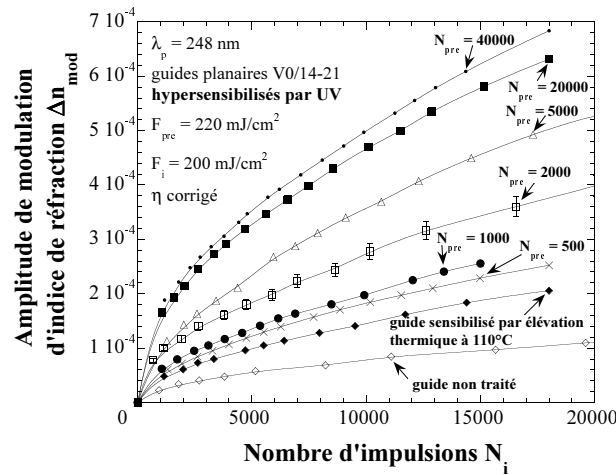


FIG. 2.21 – Évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction au cours de l'inscription ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$; $F_{pre} = 220 \text{ mJ/cm}^2$; $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$) de réseaux de Bragg dans des guides planaires hypersensibilisés par UV (wafer V0/14-21). Le paramètre de l'étude est le nombre d'impulsions N_{pre} reçues par les guides lors des insolutions uniformes.

Quelle que soit la valeur de N_{pre} , l'évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction est monotone croissante. L'évolution de Δn_{mod} est d'autant plus rapide que N_{pre} est grand. Pour un nombre d'impulsions $N_{pre} = 40000$, la modulation d'indice obtenue après insolation par $N_i = 15000$ impulsions est égale à 6.2×10^{-4} . Dans les mêmes conditions d'irradiance, la modulation d'indice obtenue dans un guide non sensibilisé est de l'ordre de 9.6×10^{-5} alors qu'elle

atteint 1.5×10^{-4} dans un guide dont la température a été élevée à 110°C et 1.7×10^{-3} dans un guide chargé en hydrogène.

Les évolutions de la longueur d'onde de Bragg (fig. 2.22(a)) et de la variation d'indice moyen (fig. 2.22 (b)) sont représentées sur la figure 2.22 en fonction du nombre de tirs N_i , N_{pre} constituant le paramètre de l'étude. Les symboles ont les mêmes significations que ceux de la figure 2.21. Les longueurs d'onde de Bragg initiales $\lambda_B^{init}(N_i = 0)$ ont été calculées suivant la méthode décrite dans l'annexe C.

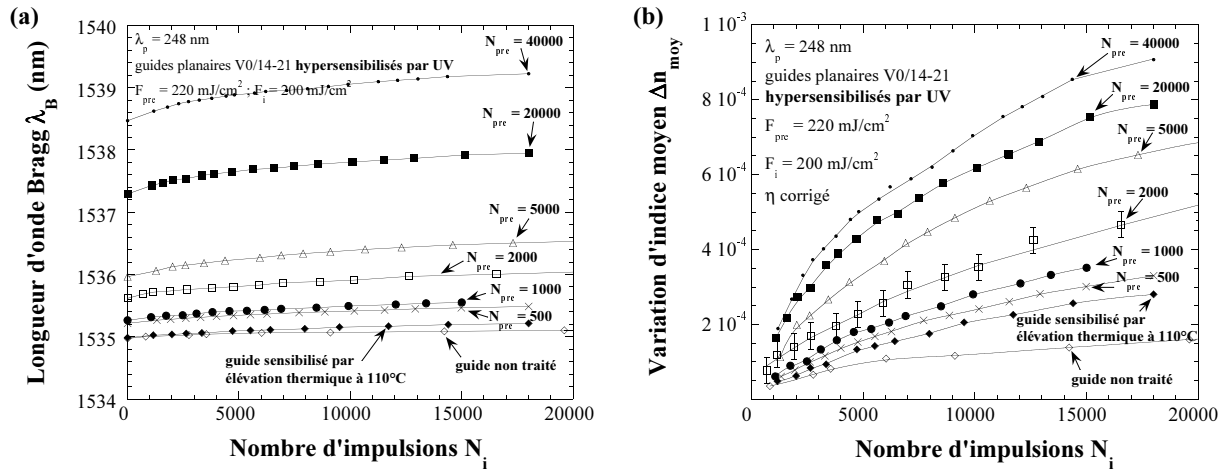


FIG. 2.22 – Évolution des longueurs d'onde de Bragg λ_B (fig. (a)) et des variations d'indice moyen Δn_{moy} (fig. (b)) au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires hypersensibilisés par UV pour différentes valeurs de N_{pre} (wafer V0/14-21).

Les cinétiques de croissance de l'indice moyen créé par l'inscription du réseau présentent une allure semblable à celle de la modulation. Ainsi, Δn_{moy} suit une loi de croissance monotone avec N_i . L'examen de la figure 2.22(b) confirme que la méthode d'hypersensibilisation UV apporte un gain en photosensibilité. Pour un nombre d'impulsions $N_{pre} = 40000$, la variation d'indice moyen obtenue après insolation par $N_i = 15000$ impulsions est égale à 8.6×10^{-4} . Pour le même nombre d'impulsions N_i , la variation d'indice moyen obtenue dans un guide non sensibilisé est de l'ordre de 1.4×10^{-4} . Elle atteint par contre 1.6×10^{-3} dans un guide hydrogéné. Par ailleurs, il est intéressant de noter que les valeurs de l'indice moyen sont toujours supérieures à celles de la modulation. De ce fait, le contraste à l'inscription du réseau reste inférieur à 1 (en moyenne de l'ordre de 0.7).

L'examen de la figure 2.22(a) montre que la sensibilisation par insolation uniforme induit une translation de la longueur d'onde de Bragg initiale. Cette translation atteint une valeur de

l'ordre de 3.5 nm si $N_{pre} = 40000$. La marche d'indice moyen créée par l'insolation UV peut donc atteindre des valeurs de l'ordre de 4.8×10^{-3} .

Nous avons montré dans le paragraphe 1.1.2.2 que selon la valeur de la marche d'indice, le guide planaire peut devenir bimode dans la région traitée. Ainsi, en se référant aux résultats des simulations de l'évolution de la longueur d'onde de coupure du second mode en fonction de l'indice moyen du coeur (figure 1.8), il apparaît qu'une variation d'indice moyen de l'ordre de 1.9×10^{-3} rend le guide planaire bimode à $\lambda = 1536 \text{ nm}$. Afin d'illustrer cette propriété, les spectres en transmission enregistrés à la fin de l'inscription de réseaux de Bragg dans les guides hypersensibilisés UV ($N_{pre} = 40000$, ou 20000 , $N_i = 18000$) sont présentées sur la figure 2.23. Il apparaît clairement deux pics de Bragg sur chacun des spectres. Les pics observés vers $1538 - 1539 \text{ nm}$ sont caractéristiques du mode fondamental E_{11} tandis que le l'apparition des seconds pics localisés vers $1533 - 1534 \text{ nm}$ correspondent aux premiers modes d'ordre supérieur (E_{12} ou E_{21}).

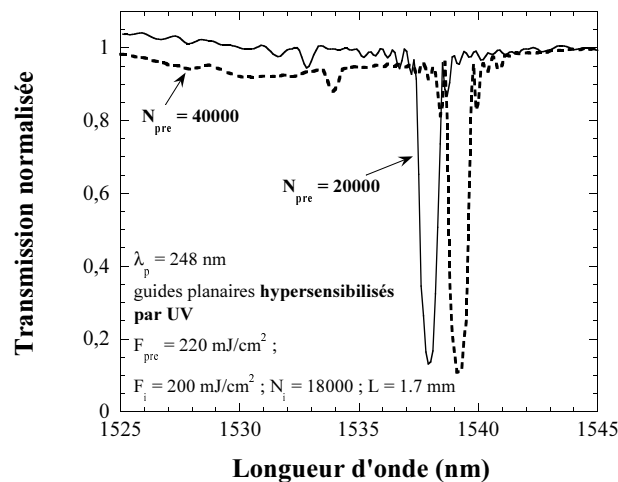


FIG. 2.23 – Spectres en transmission enregistrés à la fin de l'inscription ($N_i = 18000$) de réseaux de Bragg de longueur $L = 1.7 \text{ mm}$ dans les guides hypersensibilisés par insolation uniforme. Le spectre en ligne continue (respectivement ligne en pointillé) correspond au guide ayant reçu 20000 (resp. 40000) tirs laser au cours de l'insolation uniforme. Les conditions d'irradiance sont rappelées dans la légende. Le caractère bimodal du guide est ainsi mis en évidence.

Le caractère multimodal de la propagation dans le guide est source d'une difficulté d'estimation des amplitudes de variations d'indice créée. En effet, il est difficile d'évaluer la part d'énergie optique couplée dans chacun des modes susceptibles de se propager. Par souci de simplification, pour des valeurs de $N_{pre} \geq 20000$, nous avons supposé que le couplage de l'énergie injectée dans le guide est total vers le mode fondamental. Cette approximation semble légitime dans la mesure

où sur la figure 2.23, la chute de transmission correspondant à la résonance de Bragg excitée par le mode fondamental est environ 15 fois plus importante que la chute excitée par le mode d'ordre supérieur.

Part du gain en photosensibilité induit par l'insolation uniforme Le gain en photosensibilité induit par le procédé d'hypersensibilisation peut être estimé à partir des figures 2.21 et 2.22(b). Nous avons choisi de présenter la part du gain amené effectivement par l'insolation UV et non pas le gain induit par les autres étapes du procédé d'hypersensibilisation. A cet effet, le gain présenté sur la figure 2.24 correspond à la différence à $N_i = 5000$ ou $N_i = 15000$ entre les valeurs de l'amplitude d'indice de réfraction (Δn_{mod} , Δn_{moy}) obtenues dans un guide hypersensibilisé par insolation uniforme et celles atteintes dans un guide sensibilisé par élévation thermique à $110C$. Les lignes tracées correspondent uniquement à des guides pour l'oeil. L'examen de cette figure montre que quel que soit N_i , le gain évolue de façon monotone croissante en fonction de N_{pre} . Par ailleurs, le gain sur les valeurs de Δn_{moy} reste toujours supérieur à celui sur Δn_{mod} (N_i fixé). Lorsque le guide conserve une propagation de type unimodal, par exemple pour $N_{pre} = 10000$ et $N_i = 15000$, un gain en amplitude de modulation d'indice de 3.3×10^{-4} est atteint. Ce gain reste significativement inférieur (facteur $\times 5$) à celui obtenu dans un guide chargé en hydrogène pour la même densité d'énergie utilisée lors de l'inscription.

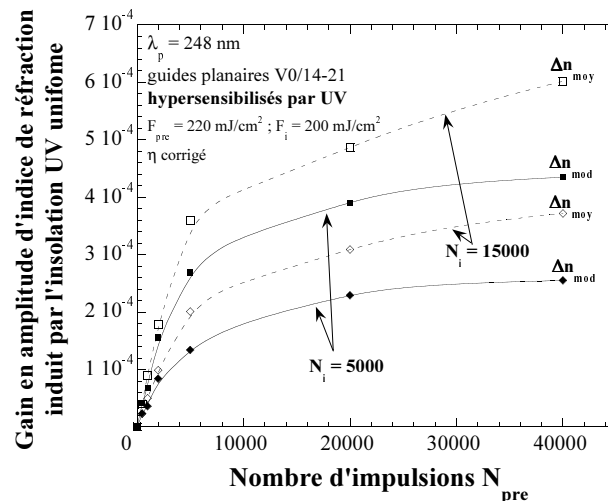


FIG. 2.24 – Évolution du gain en amplitude d'indice de réfraction amené par l'insolation uniforme. Les valeurs de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction (symboles pleins) et de variation d'indice moyen (symboles creux) ont été mesurées à $N_i = 5000$ et $N_i = 15000$.

Conclusion *Le procédé d'hypersensibilisation UV apporte un gain de photosensibilité (Δn_{mod} , Δn_{moy}) en référence à un guide non traité. Cependant ce gain reste en deçà de celui obtenu en inscrivant les réseaux dans les guides chargés en hydrogène. Dans la gamme de nombre d'impulsions N_{pre} utilisées pour réaliser l'insolation uniforme étudiée [500; 40000], c'est-à-dire pour $F_c^{pre} \leq 8.8 kJ/cm^2$, le gain en photosensibilité augmente de façon monotone avec la fluence cumulée reçue par le guide hydrogéné lors de l'insolation uniforme. Néanmoins, la croissance du gain⁷ semble peu marquée à partir de $N_{pre} = 20000$. L'expérience n'a pas été prolongée au delà de $N_{pre} = 40000$ afin de mettre en évidence un éventuel passage par un maximum en raison du caractère bimodal du guide. En effet, pour des fluences cumulées supérieures à $3.3 kJ/cm^2$, la propagation du faisceau dans la région insolée du coeur est de type bimodal. Cette propriété rend le guide planaire inopérant pour la réalisation du MIE. Par conséquent dans la suite, les paramètres qui caractérisent l'insolation uniforme ont été fixées à $F_{pre} = 220 mJ/cm^2$ et $N_{pre} = 10000$.*

2.3.1.2 Influence de la densité d'énergie par impulsion incidente F_i lors de l'inscription des réseaux sur les cinétiques d'inscription

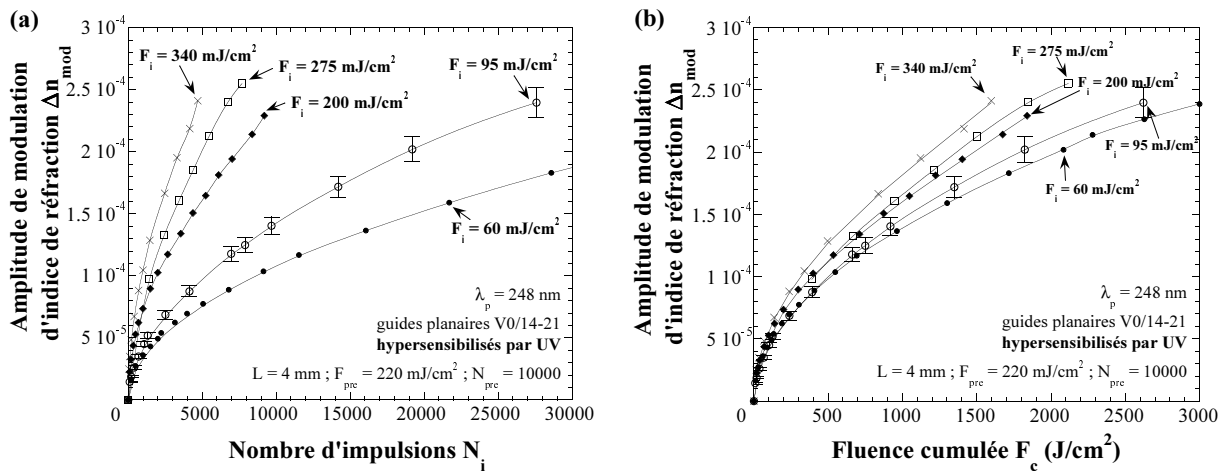


FIG. 2.25 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice de réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires hypersensibilisés UV (wafer V0/14-21) en fonction du nombre de tirs incidents N_i (fig. (a)) et en fonction de la fluence cumulée F_c (fig. (b)). Le paramètre de l'étude est la densité d'énergie par impulsion F_i reçue par le guide.

Des réseaux de Bragg de longueur 4 mm ont été photoinscrits dans les guides planaires hypersensibilisés UV selon les conditions indiquées sur les figures 2.25 ($F_{pre} = 220 mJ/cm^2$ et

⁷M. Lancry a montré que le gain en photosensibilité passe par un maximum en fonction de F_c^{pre} dans les fibres optiques germanosilicates SMF28 [32].

$N_{pre} = 10000$; conditions qui assurent une propagation de type unimodal). Le paramètre de l'étude est la densité d'énergie par impulsion F_i utilisée pour inscrire les réseaux. Les densités d'énergie par impulsion F_i ont été successivement fixées à 60, 95, 200, 275 et 340 mJ/cm^2 . La figure 2.25(a) montre l'évolution de la modulation d'indice Δn_{mod} en fonction du nombre de tirs incidents N_i reçus par les échantillons. Les évolutions de Δn_{mod} sont monotones croissantes en fonction de N_i , les cinétiques étant d'autant plus rapides que la valeur de F_i est élevée. Par ailleurs, les allures des cinétiques de croissance de l'indice moyen en fonction de N_i (non représentées) sont semblables à celles reportées pour la modulation, les valeurs de Δn_{moy} restant néanmoins supérieures à celles de Δn_{mod} et ce, quelle que soit F_i . La figure 2.25(b) représente l'évolution de la modulation en fonction de la fluence cumulée reçue par l'échantillon F_c . Comme il apparaît sur la figure, l'évolution de Δn_{mod} en fonction de la fluence cumulée F_c dépend de la densité d'énergie par impulsion F_i . Pour une valeur F_c fixée, la croissance de Δn_{mod} est d'autant plus rapide que F_i est grande.

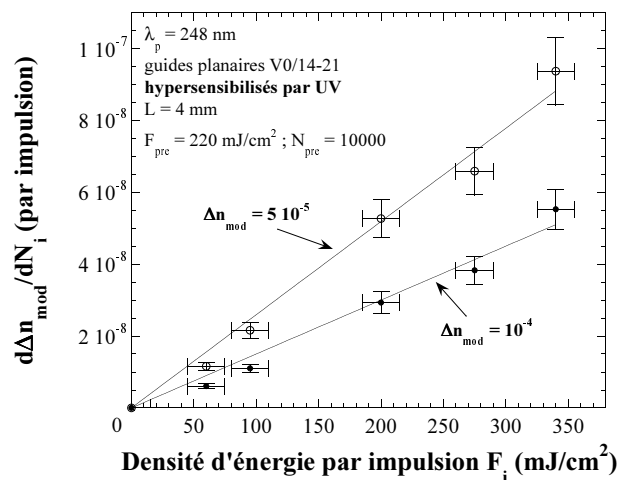


FIG. 2.26 – Évolution de la pente à l'origine des cinétiques de croissance de Δn_{mod} en fonction de la densité d'énergie par impulsion F_i .

Le comportement initial des courbes de croissance est caractérisé sur la figure 2.26. Les pentes moyennes à l'origine $\frac{\partial \Delta n_{mod}}{\partial N_i}$ (mesurées à $\Delta n_{mod} = 5 \times 10^{-5}$ et $\Delta n_{mod} = 10^{-4}$), ont été calculées pour chacune des croissances. Le paramètre $\frac{\partial \Delta n_{mod}}{\partial N_i}$ croît linéairement en fonction de la densité d'énergie incidente par tirs F_i dans l'intervalle de densités d'énergie étudiées [$60 mJ/cm^2 \leq F_i \leq 340 mJ/cm^2$]^{8 9}.

⁸Nous formulons donc l'hypothèse que dans nos expériences, le mécanisme d'absorption initial conduisant à la formation des variations d'indice dans les guides planaires hypersensibilisés par UV est une absorption à 1 photon [17].

⁹Ce résultat est différent de celui observé dans les études menées au laboratoire dans les fibres optiques

Conclusion Dans le domaine de fluences cumulées F_c retenu pour l'étude $[0; 3 \text{ kJ/cm}^2]$, la variation d'indice de réfraction obtenue dans les guides hypersensibilisés par UV dépend de la densité d'énergie par impulsion F_i (F_c fixée). D'un point de vue technologique, la réalisation du MIE dans les guides planaires hypersensibilisés passe nécessairement par l'étude préalable des cinétiques de croissance des réseaux avec une densité d'énergie par impulsion F_i . Plus précisément les valeurs cibles de variations d'indice sont obtenues à une fluence cumulée donnée pour une densité d'énergie par impulsion fixée.

2.3.2 Biréfringence de phase dans les guides planaires hypersensibilisés par UV

Pour ce procédé de sensibilisation, deux causes de biréfringence de phase induite peuvent a priori être distinguées : celle induite par l'insolation uniforme et celle induite par l'inscription du réseau. Nous avons estimé la biréfringence de phase dans les guides hypersensibilisés UV à la fin des inscriptions des réseaux (à N_i fixé à 18000) dont les cinétiques sont présentées sur la figure 2.21. Le paramètre de cette étude était le nombre de tirs N_{pre} reçus par le guide planaire lors de l'insolation uniforme. Les valeurs de B_φ ont été obtenues pour des nombres de tirs N_{pre} différents donc pour des valeurs différentes de Δn_{mod} . Les valeurs de B_φ correspondantes s'échelonnent de 2.5×10^{-5} lorsque $N_{pre} = 500$ à 3×10^{-5} lorsque $N_{pre} = 40000$, la biréfringence étant d'autant plus élevée que N_{pre} est grand. Par ailleurs, lorsque les guides ont été insolés par un même nombre de tirs (N_i pour les guides chargés en H_2 et $(N_{pre} + N_i)$ pour les guides hypersensibilisés), les valeurs de B_φ obtenues dans les guides hypersensibilisés par UV et dans les guides hydrogénés sont comparables. A modulation égale, les valeurs de B_φ obtenues dans les guides hypersensibilisés sont donc supérieures à celle atteintes dans les guides chargés en hydrogène.

2.3.3 Variations d'indice photoinduites dans les guides planaires chargés en espèces hydroxyles

Préambule Dans cette étude, les réseaux de Bragg ont été inscrits dans les guides hypersensibilisés par chargement en hydroxyles. L'objectif poursuivi est d'étudier les cinétiques de photoinscription de réseaux de Bragg et de déterminer les valeurs de paramètres expérimentaux

germanosilicates SMF28 hypersensibilisés avec un laser à KrF. En effet pour ces fibres, l'évolution de la pente moyenne à l'origine des cinétiques de croissance des variations d'indice est quadratique avec F_i [32].

$(\theta, \Delta t)$ qui conduisent à un gain maximum de photosensibilité.

Les guides planaires ont été chargés en hydrogène à une température de 110°C avec une pression de H_2 fixée à 140 atm . A la sortie de l'enceinte d'hydrogénation, les guides sont placés dans le four à une température θ pendant un temps Δt . Ensuite, les guides sont placés dans un four dont la température est fixée à 110°C durant 6 jours afin de faire dégazer l'hydrogène résiduel contenu dans le guide. Enfin des réseaux de longueur $L = 2\text{ mm}$ sont inscrits dans les guides sensibilisés. Les insulations ont été réalisées avec une densité d'énergie par impulsion égale à $F_i = 200\text{ mJ/cm}^2$.

Les températures θ explorées sont fixées à 950°C et 1100°C tandis que les durées de séjour dans le four Δt sont situées dans l'intervalle $[0.5\text{ s}; 14\text{ s}]$. Le tableau 2.3 rassemble les conditions de sensibilisation des guides utilisées dans les études.

Série	Type de wafer	Température du four θ	Durée de séjour dans le four Δt
A	V0/14-19	950°C	0.5 s, 1 s, 3 s
B	V0/14-19	1100°C	1 s, 6 s, 10 s
C	V0/14-21	1100°C	1 s, 4 s, 14 s

TAB. 2.3 – Conditions de sensibilisation des guides planaires destinés à l'inscription de réseaux de Bragg.

Des réseaux de référence ont été inscrits dans les mêmes conditions d'irradiance que celles utilisées pour écrire les réseaux dans les guides sensibilisés. Ainsi, les cinétiques de croissance de réseaux de Bragg photoinscrits soit dans un guides non traité, soit dans un guide sensibilisé par élévation de température à 110°C , sont systématiquement présentées sur les figures.

Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires sensibilisés par chargement en hydroxyles à la température de 950°C (série A) L'évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction du coeur du guide Δn_{mod} est représentée sur la figure 2.27 en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i . Les conditions d'insolation sont rappelées dans la légende.

Afin de fixer un ordre de grandeur de la reproductibilité de nos enregistrement, deux courbes de croissance enregistrées chacune dans des conditions expérimentales supposées identiques ($\Delta t = 1\text{ s}$, $F_i = 200\text{ mJ/cm}^2$) sont représentées par les triangles sur la figure 2.27. Ces enregistrements permettent de fixer un ordre de grandeur à l'incertitude que l'on peut affecter à nos mesures.

A l'examen de la figure 2.27, il apparaît tout d'abord que l'évolution de la modulation d'indice

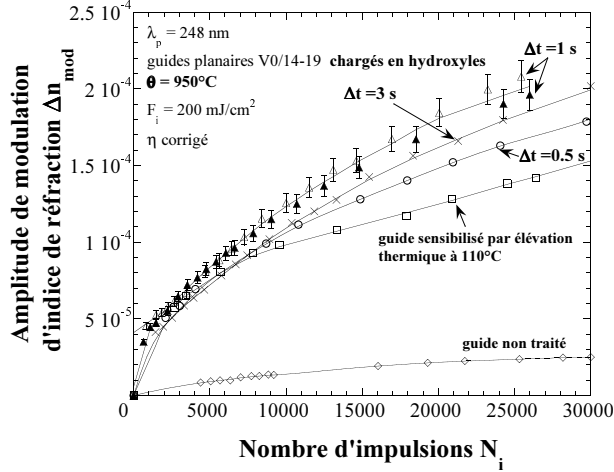


FIG. 2.27 – Évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction au cours de l'inscription ($\lambda_p = 248 \text{ nm}$; $F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$) de réseaux de Bragg dans des guides planaires sensibilisés par chargement en hydroxyles (wafer V0/14-19). Le paramètre de l'étude est la durée Δt du passage du guide dans le four à 950°C .

Δn_{mod} est monotone croissante en fonction de N_i et ce, quelle que soit la valeur Δt ($\Delta t = 0.5 \text{ s}$; 1 s ; 3 s). Cette évolution est caractéristique de la photosensibilité de type I. Par ailleurs, la part du gain amené par cette méthode de sensibilisation associée à ce jeu de paramètres ($\theta = 950^\circ\text{C}$, $\Delta t \in [0.5 \text{ s}; 3 \text{ s}]$) reste faible. Par exemple, pour une valeur de Δt égale à 3 s , l'ordre de grandeur de la modulation d'indice obtenue après $N_i = 30000$ est égal à 2×10^{-4} . Dans les mêmes conditions d'insolation, $\Delta n_{mod} = 1.5 \times 10^{-4}$ pour un guide sensibilisé par élévation de température à 110°C . Enfin, compte tenu des incertitudes de mesures, le gain en photosensibilité est peu sensible à la durée de séjour Δt du guide dans le four.

En outre, les allures des cinétiques de croissance de l'indice moyen en fonction de N_i (non représentées) sont semblables à celles reportées pour la modulation, les valeurs de Δn_{moy} restant néanmoins supérieures à celles de Δn_{mod} . Il est également intéressant de noter que les longueurs d'onde de Bragg initiales des réseaux inscrits dans les guides chargés en espèces hydroxyles ($\lambda_B^{init}(N_i = 0) \sim 1534.25 \text{ nm}$) sont très proches de celles de réseaux inscrits dans les guides sensibilisés par élévation de température à 110°C ($\lambda_B^{init}(N_i = 0) \sim 1534.15 \text{ nm}$). La marche d'indice moyen créée par le procédé de chargement en espèce hydroxyles est de l'ordre de 6×10^{-4} . Par comparaison à la méthode d'hypersensibilisation UV, une valeur de marche d'indice moyen de 9×10^{-4} est atteinte après que le guide ait été insolé par $N_{pre} = 500$ ($F_{pre} = 220 \text{ mJ/cm}^2$).

Dans l'étude suivante, un autre four permettant d'élever la température à 1100°C a été utilisé.

Dynamiques d'inscription de réseaux de Bragg dans les guides planaires sensibilisés par chargement en hydroxyles à la température de 1100°C (séries B et C) Les évolutions de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction du coeur du guide Δn_{mod} sont représentées sur les figures 2.28 en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i . Les conditions d'insolation sont rappelées dans la légende. La figure 2.28(a) montre les cinétiques de croissance dans les guides de désignation V0/14-19 (série B) alors que la figure 2.28(b) montre celles dans les guides de désignation V0/14-21 (série C). Plus précisément, deux courbes de croissance de la modulation enregistrées chacune dans des conditions identiques ($\Delta t = 14 s$, $F_i = 200 mJ/cm^2$) sont représentées par les cercles sur la figure 2.28(b) afin de fixer un ordre de grandeur de la reproductibilité de nos mesures. Cette figure présente également les évolutions des amplitudes de modulation d'indice de réfraction (croix- ligne continue) et d'indice moyen (ligne pointillée) d'un réseau photoinscrit dans un guide sensibilisé par chargement en espèces hydroxyles dont la durée de séjour dans le four est fixée à $\Delta t = 4 s$.

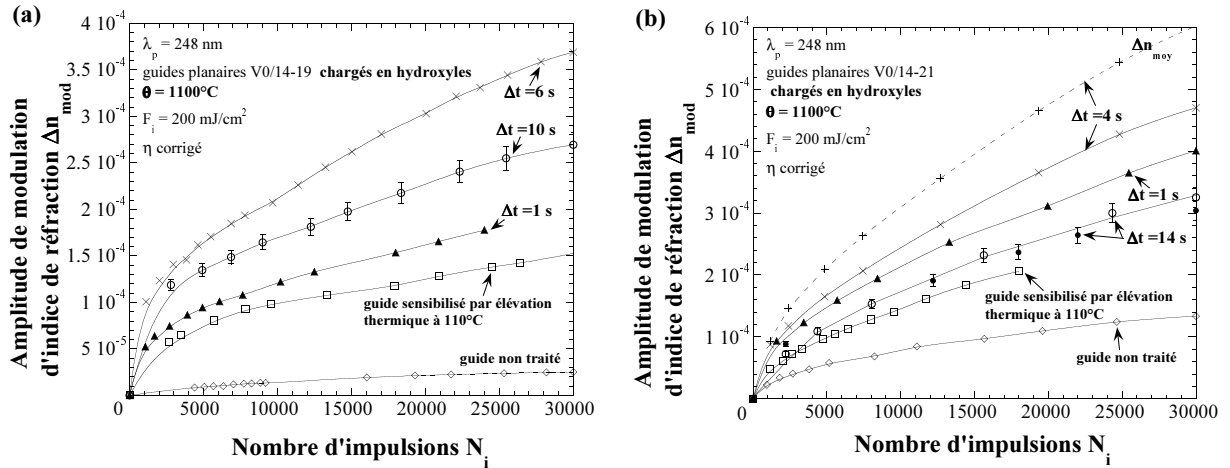


FIG. 2.28 – Évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction au cours de l'inscription ($\lambda_p = 248 nm$; $F_i = 200 mJ/cm^2$) de réseaux de Bragg dans des guides planaires sensibilisés par chargement en hydroxyles dans les guides planaires de désignation V0/14-19 (fig. (a)) et V0/14-21 (fig. (b)). Le paramètre de l'étude est la durée Δt du passage du guide dans le four à 1100°C.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de l'examen des figures 2.28. Tout d'abord, quelle que soit la nature du guide ou la valeur Δt , les évolutions de Δn_{mod} et Δn_{moy} (représentée sur la figure 2.28(b) pour $\Delta t = 4 s$) sont monotones croissantes en fonction de N_i . Ensuite, dans le wafer de désignation V0/14-19, le gain en photosensibilité induit par la méthode de sensibilisation évolue de façon non monotone en fonction de Δt . Pour une valeur de Δt égale à 6 s, l'ordre de

grandeur de la modulation d'indice obtenue après $N_i = 30000$ est égal à 3.7×10^{-4} (figure 2.28(a)). Pour les mêmes conditions d'insolation, les modulations obtenues pour des durées de séjour de 1 s et 10 s sont inférieures (respectivement 2.7×10^{-4} et 2.0×10^{-4}). L'examen de la figure 2.28(b) confirme qualitativement ce résultat. Le gain en photosensibilité passe par un maximum obtenu dans ce cas lorsque $\Delta t = 4$ s ($\Delta n_{mod} = 4.7 \times 10^{-4}$ à $N_i = 30000$). D'autre part, les valeurs de l'indice moyen augmentent plus vite que celle de la modulation. La valeur du contraste du réseau C atteint 0.8 à la fin de l'inscription. Par ailleurs, les valeurs des marches d'indice moyen créées par le procédé de chargement en espèce hydroxyles ($\theta = 1100^\circ\text{C}$) restent limitées ($\leq 7 \times 10^{-4}$). Enfin, les résultats de cette étude confirment que les guides provenant du wafer de désignation V0/14-21 sont plus photosensibles que ceux du wafer V0/14-19 (facteur $\times 2$ à $N_i = 20000$ lorsque $\Delta t = 1$ s).

Conclusion *Le procédé de chargement en hydroxyles apporte un gain de photosensibilité (Δn_{mod} , Δn_{moy}) en référence à un guide non traité, mais ce gain reste inférieur à celui obtenu en inscrivant les réseaux dans les guides hydrogénés. Dans le cas où $\theta = 950^\circ\text{C}$, la part du gain amené par le chargement en espèces hydroxyles reste faible ($\Delta n_{mod}^{max} = 2 \times 10^{-4}$). En outre, cette part de gain ne dépend pas significativement de la durée de séjour du guide dans le four ($\Delta t \in [0.5 \text{ s}; 3 \text{ s}]$). A l'inverse, lorsque la température du four est élevée à $\theta = 1100^\circ\text{C}$, le gain en photosensibilité dépend de la durée de séjour dans le four ($\Delta t \in [1 \text{ s}; 14 \text{ s}]$). Les valeurs maximales de modulation atteintes sont respectivement de l'ordre de 3.7×10^{-4} et 4.7×10^{-4} dans les guides issus des wafers V0/14-19 et V0/14-21. Nous pouvons supposer que la valeur de Δt qui correspond au gain maximum en photosensibilité se situe dans l'intervalle $[4 \text{ s}; 9 \text{ s}]$. Cependant, les variations photoinduites d'indice de réfraction obtenues avec ce procédé de sensibilisation sont insuffisantes pour réaliser le MIE avec les spécifications exigées.*

Chapitre 3

Synthèse des résultats et discussion

3.1 Mise en évidence d'un phénomène de sensibilisation lors de l'utilisation d'une température élevée pour charger en hydrogène les guides planaires germano-phosphosilicates

Préambule Les résultats présentés sur les figures 2.14 et 2.17 ont mis en évidence des différences significatives entre les cinétiques d'inscription des réseaux suivant la température utilisée (35°C ou 110°C) lors du chargement en hydrogène des échantillons. En effet, le gain en photosensibilité (en référence à un guide non sensibilisé) lorsque le chargement s'effectue à 110°C est supérieur à celui mesuré lorsque le chargement a été réalisé à 35°C . De plus, la croissance du réseau inscrit dans un guide chargé à 110°C puis sorti depuis *30 jours* de l'enceinte d'hydrogénation reste plus rapide que celle d'un réseau photoinscrit dans un guide non traité. A l'inverse la même comparaison effectuée pour un guide dont la température de chargement a été fixée à 35°C conduit à des cinétiques de croissance similaires (absence de gain en photosensibilité). A ce niveau de l'étude, deux interprétations de ces observations peuvent être énoncées. La première consiste à supposer que le guide planaire est sensibilisé lors du chargement en hydrogène lorsque la température est élevée à 110°C . La seconde interprétation consiste à supposer que le coeur du guide n'est pas saturé en H_2 au moment de l'inscription lorsque l'échantillon a été chargé *10 jours* à 35°C . Plus précisément, nous pouvons penser que les durées de diffusion complète de H_2 dans le coeur du guide déduites des simulations numériques sont inférieures à celles requises. Nous avons donc cherché à déterminer précisément l'évolution de la pression de l'hydrogène dans

le coeur du guide planaire en fonction de la durée de diffusion ou d'exo-diffusion.

3.1.1 Évolution temporelle de la longueur d'onde de Bragg d'un réseau en corrélation avec celle de la pression en hydrogène du guide placé à température ambiante

B. Malo et al. [86] ont montré que l'indice effectif du mode guidé dans une fibre optique dépend linéairement de la concentration d'hydrogène moléculaire présent dans le coeur. Par conséquent, une méthode pour déterminer la variation de concentration d'hydrogène contenu dans le coeur d'une fibre hydrogénée consiste à suivre l'évolution de la longueur d'onde de Bragg λ_B d'un réseau qui s'y trouve préalablement inscrit. Récemment, K. Faerch et al. ont mené des études sur les guides planaires germanosilicates qui ont conduit à la même conclusion [90] : pour des pressions de chargement s'élevant jusqu'à 1500 *bar*, l'indice effectif du mode guidé est linéairement proportionnel à la concentration en hydrogène moléculaire. Nous pouvons donc dans un premier temps formuler l'hypothèse selon laquelle la valeur de l'indice moyen Δn_{moy} est proportionnelle à la pression P d'hydrogène contenu dans le coeur du guide planaire.

Afin de tester la validité de cette hypothèse, un réseau de Bragg de longueur $L = 10\text{ mm}$ a été inscrit dans un guide planaire non traité. A cet effet, le guide a été insolé par un laser à KrF avec une densité de puissance par impulsion $F_i = 200\text{ mJ/cm}^2$ ($N_i = 50000$). Le wafer dans lequel le guide est réalisé, a ensuite été entreposé dans le laboratoire à température ambiante ($\theta = 22^\circ\text{C}$) pendant une période de 26 *mois*. A la fin de ce délai, la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau a été mesurée égale à $1533.77 \pm 0.02\text{ nm}$. Puis le wafer a été chargé en hydrogène sous une pression $P = 145\text{ atm}$ à la température de 35°C pendant 10 *jours*. Dès la sortie de l'échantillon de l'enceinte d'hydrogénation, l'évolution de la longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau a été enregistrée au cours du temps t sur une période de 35 *jours*. Dans ce laps de temps, la température ambiante est restée constante à 22°C . La longueur d'onde de Bragg $\lambda_B(t = 0)$ mesurée pour le premier spectre enregistré est égale à $1534.71 \pm 0.02\text{ nm}$. Le chargement en hydrogène a donc induit une translation de λ_B vers les hautes longueurs d'onde de $+0.94\text{ nm}$. Si l'on admet comme sur la figure 2.13(b) que le déplacement de la longueur d'onde de Bragg est proportionnel à la pression d'hydrogène (processus de chargement achevé), la dépendance de $\Delta\lambda_B$ avec P est de l'ordre de 6.5 pm/atm ¹. Sur la figure 2.13(b), la pente mesurée est égale à

¹Dans une fibre optique SMF28, la pente de la droite $\lambda_B = f(P)$ a été mesurée à 7.2 pm/atm [86]. D'après

$8.5 \pm 0.1 \text{ pm/atm}$. Il faut noter que dans l'expérience dont le résultat est reporté sur la figure 2.13(b), le chargement en hydrogène a été réalisé dans des conditions différentes de celles de l'expérience décrite actuellement. Nous pouvons en particulier suspecter que le chargement en H_2 à température élevée est à l'origine d'une réaction chimique (hydrogène-matériau) qui augmente l'indice effectif associé au mode qui se propage dans le guide.

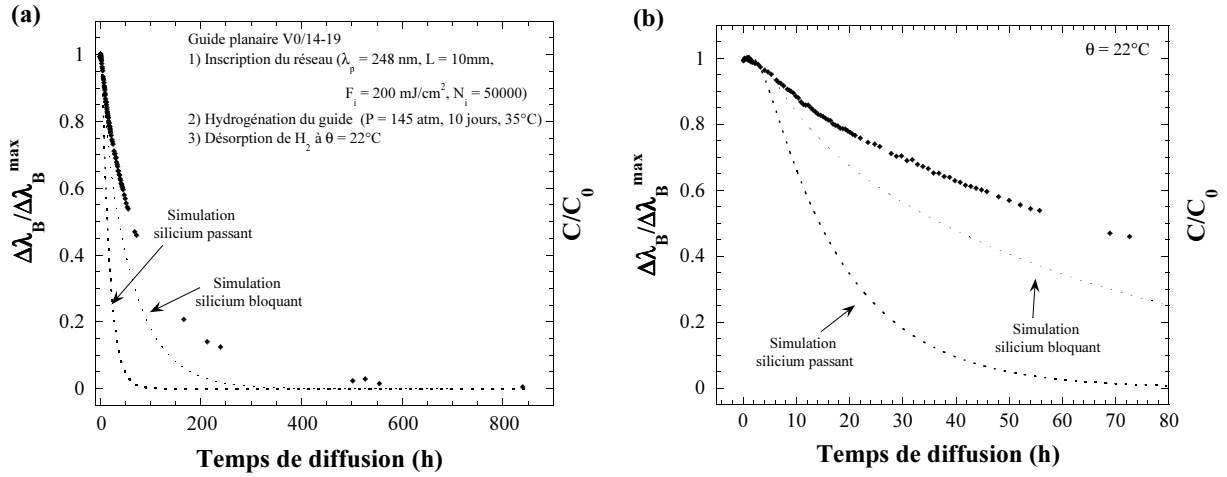


FIG. 3.1 – (a) Évolutions de $\left(\frac{\Delta\lambda_B(t)}{\Delta\lambda_B^{\max}}\right)$ et de $\left(\frac{C(t)}{C_0}\right)$ en fonction du temps. $\left(\frac{\Delta\lambda_B(t)}{\Delta\lambda_B^{\max}}\right)$ représente la translation de longueur d'onde de Bragg normalisée (losanges pleins) tandis que $\left(\frac{C(t)}{C_0}\right)$ représente une simulation de la concentration normalisée en hydrogène au centre du coeur du guide (lignes en pointillé tracées dans le cas du silicium passant ou bloquant). La figure (b) correspond à une dilatation de l'échelle en temps. Le guide a initialement été chargé en H_2 sous une pression $P = 145 \text{ atm}$ pendant 10 jours à 35°C .

Les figures 3.1 confrontent l'évolution temporelle de la longueur d'onde de Bragg et l'évolution de la concentration en H_2 dans le coeur du guide, la figure 3.1(b) correspondant à une dilatation de l'échelle en temps. D'une part, l'évolution de la quantité $\left(\frac{\Delta\lambda_B(t)}{\Delta\lambda_B^{\max}}\right)$ (illustrée par les losanges pleins) est tracée en fonction du temps de diffusion. Chaque donnée est mesurée expérimentalement : $\Delta\lambda_B(t)$ est déduite de la différence entre la longueur d'onde de Bragg du réseau mesurée au temps t ($\lambda_B(t)$) et celle mesurée avant que le wafer ait été introduit dans l'enceinte d'hydrogénation ($\lambda_B^{\text{avant-charge}} = 1533.77 \text{ nm}$). La valeur $\Delta\lambda_B^{\max}$ est quand à elle fixée à 0.940 nm . D'autre part, une simulation de l'évolution de $\left(\frac{C(t)}{C_0}\right)$ en fonction du temps, où C est la concentration en hydrogène au centre du coeur du guide, est également tracée en ligne

B. Malo, deux effets antagonistes sont à l'origine de la dépendance de $\Delta\lambda_B$ avec P : d'une part l'augmentation de la polarisabilité du milieu par l'ajout d'hydrogène dans la matrice vitreuse (qui tend à augmenter l'indice de réfraction) et d'autre part la pression qu'exerce l'hydrogène dissous sur les échantillons (qui tend à réduire l'indice de réfraction par effet élasto-optique). En supposant que la polarisabilité de la matrice vitreuse est identique dans les deux échantillons, la géométrie des "guides" (guide planaire et fibre optique) et les contraintes différentes sur les coeurs peuvent expliquer l'écart constaté.

pointillée sur les figures 3.1. Ces courbes ont été tirées de la figure 1.11. Deux hypothèses ont été émises : le silicium est considéré comme une frontière passante d'une part, ou bloquante d'autre part.

Comme il apparaît sur la figure 3.1(a), la longueur d'onde de Bragg reprend sa valeur initiale (avant chargement du wafer) après un délai d'exo-diffusion de l'ordre de $600 h$. D'après les simulations, la pression d'hydrogène dans le guide est négligeable après des durées d'exo-diffusion égales à $110 h$ (silicium passant) ou à $440 h$ (silicium bloquant). L'évolution de la longueur d'onde de Bragg ne reproduit donc pas celle de la pression d'hydrogène (à un facteur de normalisation près) en régime transitoire d'exo-diffusion². Il faut par contre souligner qu'après le délai de $600 h$, la longueur d'onde de Bragg n'évolue plus et conserve la valeur initiale.

Deux interprétations de nos observations correspondant à des cas limites peuvent être formulées. Si l'on se place dans l'hypothèse initiale (proportionnalité de λ_B avec P), les courbes de la figure 3.1 montrent que le processus de diffusion de l'hydrogène ne suit pas la loi de Fick. Une autre hypothèse consiste à supposer que :

1. le chargement en H_2 à $35^\circ C$ provoque une réaction chimique
2. cette réaction chimique induit une augmentation de l'indice moyen
3. cette augmentation d'indice moyen décroît spontanément vers une valeur nulle en absence d'hydrogène.

Une façon d'analyser mieux la situation pourrait consister à utiliser des techniques de spectro-métrie Raman confocal pour suivre l'évolution de la pression d'hydrogène dans le coeur du guide au cours de la désorption.

Conclusion *Afin de stabiliser l'évolution de la longueur d'onde de Bragg λ_B à la fin de l'inscription d'un réseau dans un guide hydrogéné, il est nécessaire d'attendre des durées très supérieures aux durées de diffusion indiquées par la loi de Fick.*

²Nous avons vérifié que l'écart simulation-expérience ne provient pas d'une incertitude sur les valeurs des paramètres caractérisant la géométrie des guides (épaisseur e de la couche isolée de silice et profondeur y à laquelle le guide est enterré). Les valeurs (respectivement $100 \mu m$ et $22.5 \mu m$ dans le cas où le silicium est considéré passant) qui permettent d'ajuster les lois de diffusion sur les données expérimentales conduisent à des résultats aberrants.

3.1.2 Discussion

La sensibilisation de verres hydrogénés par élévation de température (inférieure à 1000°C) est un effet bien établi dans les fibres phosphosilicates pour lesquelles les insulations sont réalisées à l'aide d'un laser à ArF. J. Canning et al. ont en effet montré que, après déshydrogénation complète, une fibre optique phosphosilicate (33% massique P_2O_5) préalablement hydrogénée ($P = 40 \text{ atm}$) à une température de 100°C est sensibilisée de façon permanente [91]. Par ailleurs, les auteurs ont montré que la variation d'indice créée dépend de la durée de chargement en H_2 au delà de celle qui permet de saturer la fibre en hydrogène. Des études postérieures menées dans des fibres toujours dopées au phosphore (17% massique P_2O_5) ont montré que des températures de chargement en H_2 de l'ordre de 80°C sont suffisantes pour sensibiliser la fibre [79]. Plus récemment, l'hypersensibilisation thermique a été mise en évidence dans les fibres germanosilicates (22 mol% Ge) [92]. Il a été montré que le gain en photosensibilité induit par l'hypersensibilisation atteint un optimum lorsque le chargement en hydrogène s'effectue à une température comprise entre 300°C et 360°C . Le point commun de ces études est que les températures pour lesquelles l'hypersensibilisation se produit, sont corrélées à la solubilité chimique de l'hydrogène dans la matrice vitreuse considérée (dopée P ou Ge). Nos résultats dans les guides planaires germano-phosphosilicate ayant mis en évidence une hypersensibilisation thermique du matériau à 110°C , nous pouvons donc supposer que l'hydrogène a réagi avec les espèces chimiques phosphorées dans la matrice vitreuse.

Par ailleurs, les résultats présentés sur les figures sont qualitativement en accord avec les travaux menés dans la fibre phosphosilicate par J. Canning. En effet, les cinétiques de croissance de réseau inscrit dans un guide chargé en hydrogène à 110°C sont d'autant plus rapides que la durée du chargement est grande. Par exemple pour un nombre d'impulsion $N_i = 10000$, la modulation d'indice obtenue est égale à 1.24×10^{-3} dans un guide chargé en H_2 durant 3 jours (figure 2.14). Dans les mêmes conditions de pression du guide ($P \sim 140 \text{ atm}$) et les mêmes conditions d'irradiance ($F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$, $N_i = 10000$), la modulation d'indice atteint 1.63×10^{-3} dans un guide également hydrogéné pendant 3 jours mais qui provient d'un wafer successivement chargé à sept pressions différentes (figure 2.10). Le guide planaire a ainsi été inséré dans la cuve d'hydrogénation durant 21 jours.

Une étude plus approfondie aurait probablement permis de déterminer les conditions ex-

périmentales de chargement (pression et température) qui conduisent à un gain maximum en photosensibilité. Néanmoins la valeur du gain en référence à un guide planaire non traité (de l'ordre de 2, dans les fibres germanosilicates [92] et également dans les guides plans de notre étude) reste faible comparé à celui amené par les autres méthodes de sensibilisation.

3.2 Comparaison de la photosensibilité des guides plans sensibilisés au moyen des méthodes étudiées

L'objectif premier de cette étude a consisté à comparer l'efficacité des méthodes d'augmentation de la photosensibilité des guides plans germano-phosphosilicates. A cet effet, les expériences d'inscription de réseaux de Bragg ont été réalisées dans les guides chargés en hydrogène, hypersensibilisés par UV et hypersensibilisés par chargement en hydroxyles, à l'aide d'un laser à KrF. Les réseaux ont été inscrits dans les mêmes conditions d'irradiance, la densité d'énergie par impulsion F_i a été fixée à 200 mJ/cm^2 .

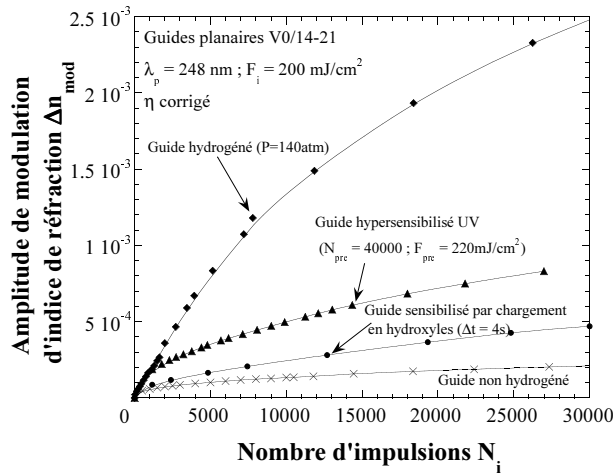


FIG. 3.2 – Comparaison des cinétiques de croissance de Δn_{mod} photoinduits dans les guides plans sensibilisés ou non.

La figure 3.2 permet de comparer les efficacités des méthodes de sensibilisation. La figure présente l'évolution de la modulation d'indice Δn_{mod} en fonction du nombre de tirs incidents N_i reçus par les guides plans de désignation V0-14/21. Les cinétiques de croissances de Δn_{mod} dans les guides hypersensibilisés UV ou sensibilisés par chargement en hydroxyles présentées sur la figure 3.2 correspondent aux valeurs des paramètres expérimentaux (N_{pre} ou Δt_{1100C}) qui conduisent à un gain maximum en photosensibilité. A l'exception de ce paramètre, les réseaux

sont inscrits dans les mêmes conditions (type de wafer, pression d'hydrogène, densité d'énergie par impulsion). Les conditions de sensibilisation sont rappelées dans la légende de la figure.

Quelle que soit la méthode de sensibilisation, dans les conditions utilisées, les inscriptions conduisent à la formation de réseaux de type I. L'utilisation de l'une des trois méthodes de sensibilisation amène un gain en photosensibilité en référence à un guide non hydrogéné. Cependant, les ordres de grandeur des variations d'indice obtenues sont différents. La méthode d'hydrogénation permet de créer des amplitudes de modulation d'indice plus grandes ($> 2 \times 10^{-3}$). Par exemple, en référence à un réseau inscrit dans un guide vierge de tout traitement (N_i fixé à 25000), la méthode d'hypermobilisation UV (respectivement procédé de sensibilisation par chargement en hydroxyles) fait gagner un facteur 4 (resp. 2.2) sur la modulation alors que ce facteur atteint 11.6 pour la méthode d'hydrogénation.

L'examen de la figure 3.2 montre que la méthode d'hydrogénation et la méthode d'hypermobilisation par insolation uniforme restent les procédés les plus efficaces. Compte tenu des valeurs cibles de modulation définies dans le contrat Platon, ces deux procédés constituent les choix possibles à l'inscription des réseaux de Bragg. Au contraire, le gain en photosensibilité amené par la méthode de chargement en espèces hydroxyles ne s'est pas révélé suffisant. Associée à une mise en oeuvre délicate, cette méthode a été rejetée. Par conséquent, la stabilité des réseaux écrits dans les guides sensibilisés par chargement en hydroxyles n'a pas été étudiée.

Chapitre 4

Stabilité thermique des réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides planaires sensibilisés

4.1 Introduction

La stabilité thermique des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres optiques a fait l'objet de nombreuses études¹. Il a été montré que la stabilité des variations d'indice photoinduite dépend de nombreux paramètres tels par exemple, la nature de la fibre optique dans laquelle le réseau est inscrit, la nature du laser utilisé pour inscrire le réseau, les conditions d'irradiance, l'amplitude de la modulation d'indice initiale du réseau, le contraste initial du réseau.

Par ailleurs, les études menées dans les fibres germanosilicates ont montré que la stabilité de la modulation d'indice de réseaux écrits dans une fibre chargée en hydrogène est significativement plus faible que celle de réseaux inscrits dans une fibre non hydrogénée [26, 94, 74]. De la même façon, la réflectivité des réseaux inscrits dans une fibre hypersensibilisée par de l'UV est plus stable que ceux écrits dans une fibre hydrogénée d'une part, et que ceux écrits dans une fibre non traitée d'autre part [31, 95]. Cependant les travaux de M. Lancry ont prouvé que le gain en stabilité de la modulation créé dans une fibre par hypersensibilisation UV se fait au dépens d'une moindre stabilité de la longueur d'onde de Bragg des réseaux [32, 33]. Les études relatives

¹Une synthèse bibliographique des principaux résultats obtenus sur la stabilité des réseaux de Bragg inscrits dans les fibres optiques germanosilicates est présentée dans le mémoire de thèse de A. Hidayat [93].

à la stabilité de la modulation d'indice de réseaux écrits dans les fibres phosphosilicates à l'aide de laser à ArF confirment le gain en stabilité amené par la méthode d'hypersensibilisation UV. Alors que le réseau écrit dans la fibre non traitée s'efface complètement en quelques minutes après la fin de l'inscription à température ambiante, la réflectivité du réseau inscrit dans la fibre hypersensibilisée reste stable jusque des températures de l'ordre de 600°C [96]. Par ailleurs, les auteurs montrent que la modulation d'un réseau écrit dans une fibre phosphosilicate hydrogénée se révèle plus stable que celle d'un réseau écrit dans une fibre germanosilicate hydrogénée. Notons que ces résultats sont relatifs à des mesures portant uniquement sur la réflectivité, l'étude de l'évolution de la longueur d'onde de Bragg n'est pas abordée. Devant la multiplicité de ces paramètres, le problème de l'extrapolation de résultats obtenus dans les fibres au cas des guides planaires s'est posé. A cet effet, une analyse rigoureuse de la stabilité des variations d'indice photoinduite dans les guides planaires est indispensable.

Notre étude porte sur la stabilité de réseaux écrits dans les guides germano-phosphosilicates à l'aide de méthodes de sensibilisation décrites précédemment. Deux approches ont été considérées. Dans un premier temps, nous avons cherché à comparer de façon phénoménologique la stabilité des caractéristiques spectrales (réflectivité R , longueur d'onde de Bragg λ_B) des réseaux inscrits au moyen des méthodes de sensibilisation². La comparaison s'est portée sur le choix de la méthode de sensibilisation. A cet effet, les vieillissements accélérés des réseaux ont été réalisés par destruction thermique isochrone dans les conditions décrites dans la section 1.3.4. Dans un second temps, nous avons utilisé l'approche développée par T. Erdogan [76] afin de prédire l'évolution des caractéristiques spectrales d'un réseau de Bragg dans les conditions de son utilisation. En effet, pour répondre aux normes dictées pour les applications de télécommunications, les caractéristiques spectrales de réseaux de Bragg maintenus dans l'intervalle de températures $[-40^{\circ}\text{C}; 80^{\circ}\text{C}]$ ne doivent pas évoluer en général, de plus de 1% pendant 20 ans. Cette approche, décrite précisément dans [67, 97], consiste à une extrapolation à la température d'utilisation du réseau de lois qui ajustent les évolutions isothermes des caractéristiques spectrales enregistrées à différentes températures (trois au minimum). D. Razafimahatratra a établi les conditions qui doivent être remplies pour prédire l'évolution isotherme à partir des évolutions isochrones [98]. Il est en particulier nécessaire de prendre en compte les effets réversibles de la température sur les

²Les résultats des expériences de stabilité des caractéristiques spectrales sont décrits au moyen de l'évolution de la modulation d'indice normalisée NI_{mod} et de la variation d'indice moyen normalisée NI_{moy} . Ces deux quantités sont définies dans l'annexe G.

caractéristiques spectrales. Nous avons donc adopté cette approche et avons utilisé la méthode isochrone par pas de 50°C pour différentes durées fixées à 30 min , 24 h et 8 jours . Les résultats ont ensuite été traités par la méthode de la courbe de paramétrisation afin de prédire l'évolution des caractéristiques spectrales du réseau. Nous avons montré que dans le cas particulier des guides sensibilisés par hydrogénation, la méthode isochrone peut être utilisée pour prédire le comportement isotherme. Ce résultat justifie nos déductions sur les conditions de passivation de réseaux de Bragg inscrits dans un guide hydrogéné. Cette étude est présentée dans la section 4.2.

Enfin dans la section 4.3, dans un premier temps nous formulons les spécifications sur la stabilité des réseaux de Bragg et marches d'indices qui composent le MIE afin de garantir le fonctionnement du composant selon le cahier des charges. Puis à partir de ces données nous déterminons les conditions de passivation du composant. Les définitions des quantités utilisées dans ces études sont présentées dans l'annexe G.

4.2 Comparaison de la stabilité thermique des réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides planaires germano-phosphosilicates hydrogénés et hypersensibilisés par UV

Les principaux résultats de cette étude sont présentés sous la forme d'un article publié dans Optics Express [99]. Il s'agit d'une comparaison de la stabilité de réseaux de Bragg photoinscrits dans les guides planaires hydrogénés et hypersensibilisés par UV.

Isochronal annealing of Bragg gratings written in H₂-loaded or in UV-hypersensitized germano-phosphosilicate planar waveguides: a comparison

Vincent Beugin, Pierre Niay and Marc Douay

*Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules, UMR CNRS 8523
Université des Sciences et Technologies de Lille, Bâtiment P5
59655 Villeneuve d'Ascq Cedex, France
Tel: 33.3.20.43.48.18, Fax: 33.3.20.33.70.20
Vincent.beugin@phlam.univ-lille1.fr*

<http://www-phlam.univ-lille1.fr>

Abstract: Bragg Gratings (BGs) have been written within either H₂-loaded or UV-hypersensitized phosphorous-germanium co-doped silica planar waveguides through exposure to light at 248 nm. The stability of these BGs has been investigated by means of isochronal annealing experiments. It appears that the stability of both the modulation and the Bragg wavelength is higher in the hydrogenated waveguides than in the hypersensitized counterparts. Moreover, in the case of BGs in the UV-hypersensitized waveguides, the rate of the strength decay depends on the initial amplitude of the refractive index modulation whereas no significant difference could be observed in H₂-loaded waveguides. It is shown that the master-curve formalism can be used to predicting an isothermal decay of both reflectivity and Bragg wavelengths of BGs written in the H₂-loaded waveguides. This conclusion is illustrated by the fairly nice agreement that exists between the results of an isothermal annealing experiment and those predicted by use of the master-curve.

©2005 Optical Society of America

OCIS codes: (230.7390) Planar waveguides; (230.1480) Bragg reflectors; (999.9999) Hypersensitization

References and links

1. Y. Yamada, A. Takagi, I. Ogawa, M. Kawachi and M. Kobayashi, "Silica based-optical waveguide on terraced silicon substrate as hybrid integration platform," *Electron. Lett.* **29**, 444-446 (1993).
2. Y. Hibino, T. Kitagawa, K.O. Hill, F. Bilodeau, B. Malo, J. Albert, D.C. Johnson, , "Wavelength division multiplexer with photoinduced Bragg gratings fabricated in a planar-lightwave-waveguide-type asymmetric Mach-Zender interferometer on Si," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **8**, 84-86 (1996).
3. C.K. Madsen, L. Adams, R. Scotti, A. Bruce, M. Capuzzo, L. Gomez, and E. Laskowski, "A multi-port add/drop router using UV-induced gratings in planar waveguides," *Optical Fiber Communication Conference (OFC'99)*, paper ThH3 (1999).
4. R.M. Atkins, P.J. Lemaire, T. Erdogan and V. Mizrahi, "Mechanisms of enhanced UV photosensitivity via hydrogen loading in germanosilicate glasses," *Electron. Lett.* **29**, 1234-1235 (1993).
5. T.A. Strasser, T. Erdogan, A.E. White, V. Mizrahi and P.J. Lemaire, "Ultraviolet laser fabrication of strong, nearly polarization-independent Bragg reflectors in germanium-doped silica waveguides on silica substrates," *Appl. Phys. Lett.* **65**, 3308-3310 (1994).
6. G.E. Kohnke, D.W. Nightingale, P.G. Wigley and C.R. Pollock, "Photosensitization of optical fiber by UV exposure of hydrogen loaded fiber," *Optical Fiber Communication Conference (OFC'99)*, paper PD20 (1999).
7. J. Canning, K. Sommer and M. Englund, "Fibre gratings for high temperature sensor applications," *Meas. Sci. Technol.* **12**, 824-828 (2001).

8. H. Patrick, S.L. Gilbert, A. Lidgard and M.D. Gallagher, "Annealing of Bragg gratings in hydrogen-loaded optical fiber," *J. Appl. Phys.* **78**, 2940-2945 (1995).
 9. S. Kannan, J.Z.Y. Gus and P.J. Lemaire, "Thermal stability analysis of UV-induced fiber Bragg gratings," *J. Lightwave Technol.* **15**, 1478-1483 (1997).
 10. M. Åslund and J. Canning, "Annealing properties of gratings written into UV-presensitized hydrogen-outdiffused optical fiber," *Opt. Lett.* **25**, 692-694 (2000).
 11. B.O. Guan, H.Y. Tam, X.M. Tao and X.Y. Dong, "Highly stable fiber Bragg gratings written in hydrogen-loaded fiber," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **12**, 1349-1351 (2000).
 12. M. Kawachi, M. Yasu and T. Eda, "Fabrication of SiO₂-TiO₂ glass planar optical waveguides by flame hydrolysis deposition," *Electron. Lett.* **19**, 583-584 (1983).
 13. D. Razafimahatratra, P. Niay, M. Douay, B. Pommellec and I. Riant, "Comparison of isochronal and isothermal decays of Bragg gratings written through continuous-wave exposure of an unloaded germanosilicate fiber," *Appl. Opt.* **39**, 1924-1933 (2000).
 14. D.K.W. Lam and B.K. Garside, "Characterization of single-mode optical fiber filters," *Appl. Opt.* **20**, 440-445 (1981).
 15. B. Leconte, PhD. thesis n°2379, University of Lille, France, available on request (1998).
 16. D. Ramecourt, P. Niay, P. Bernage, I. Riant and M. Douay, "Growth of strength of Bragg gratings written in H₂-loaded telecommunication fibre during CW UV post-exposure," *Electron. Lett.* **35**, 329-331 (1999).
 17. T. Erdogan, V. Mizrahi, P. Monroe, "Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings," *J. Appl. Phys.* **76**, 73-80 (1994).
 18. B. Pommellec, "Links between writing and erasure (or stability) of Bragg gratings in disordered media," *J. Non-Cryst. Sol.* **239**, 108-115 (1998).
 19. Q. Wang, A. Hidayat, P. Niay and M. Douay, "Influence of blanket postexposure on the thermal stability of the spectral characteristics of gratings written in a telecommunication fiber using light at 193 nm," *J. Lightwave Technol.* **18**, 1078-1083 (2000).
 20. B. Malo, J. Albert, F. Bilodeau, T. Kitagawa, D.C. Johnson, K.O. Hill, K. Hattori, Y. Hibino and S. Gujrahi, "Photosensitivity in phosphorous-doped silica glass and optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **65**, 394-396 (1994).
-

1. Introduction

Bragg Gratings (BGs) have proved to be attractive components for applications in optical communication systems. As an example, combined with planar silica technology [1], BGs allow for realizing optical add and drop multiplexers for Dense WDM (Wavelength Division Multiplexing) [2,3]. Phosphorus is often used in the fabrication of silica optical planar waveguides as a dopant that, among other benefits, increases the viscosity of high purity silica glass. Yet, the initial photosensitivity of the phosphorus-doped waveguides must be enhanced to make the fabrication of the grating-based optical devices easier. To this goal, amount of co-dopants like germanium can be added to the silica core. However, the concentration of germanium cannot be made too high as germanium doping increases the numerical aperture of the waveguide, raising the problem of the efficient coupling of the guide to standard telecommunication optical fibers. Accordingly, to reduce this difficulty, it looks necessary to use a moderate concentration of germanium for doping the core of the waveguide and to further sensitize the waveguide through methods such as hydrogen or deuterium loading at a high pressure (> 100 bars) and room temperature ($\leq 40^\circ\text{C}$) [4,5] or UV-hypersensitization [6]. More generally, these two processes have proved to be efficient ways for writing strong gratings in pure silica, germanosilicate with and without boron and phosphosilicate waveguides on condition that a convenient pump wavelength is used. For example, the use of 193 nm hypersensitization allows the fabrication of gratings in phosphosilicate fibers with rejection in excess of 30 dB [7].

On the other hand, most applications require a long grating lifetime. For example, in DWDM, the grating-based devices should keep working to an agreed specification for 25 years in the temperature range $-40^\circ\text{C} < \theta < +80^\circ\text{C}$. Therefore, the decay of UV-induced refractive index changes needs to be analyzed in order to assess the grating viability for long term. Yet, it appears large differences between the stability of BGs as a function of the details of their fabrication recipes, raising the problem of an extrapolation of results obtained in specific conditions to BGs written in others. Thus, the stability of BGs written in hydrogen loaded germanosilicate fibers is well documented and it is well known that these BGs are less

stable at room temperature than those in the unloaded counterparts [8,9]. On the other hand, the reflectivity of BGs written into UV hyper-sensitized germanosilicate fibers is more stable than that of standard gratings written either in hydrogen-loaded fibers or in fibers where no hydrogen loading has been used [10,11]. The stability of the strength of BGs written into hypersensitized phosphosilicate fiber by means of light at 193 nm has also been investigated, leading to the conclusion that the temperature performance of these gratings is high as they exhibits only little decay at 600 °C [7]. To our best knowledge, the thermal stability of BGs written in phosphorous co-doped germanosilicate planar waveguides by using either an H₂-loading or an UV-hypersensitization process remains at the present time an open question.

The purpose of the current paper is to present the results of isochronal annealing experiments carried out on BGs written either in hydrogenated or in UV-hypersensitized phosphorous-germanium co-doped silica planar waveguides. More specifically, the behaviors of both the normalized photo-induced refractive index modulation and the normalized change in the mean refractive index have been monitored under annealing. The two sensitization processes have then been compared. The dependence of the thermal stability upon the writing conditions has also been investigated. Finally, the master-curve representation of the isochronal annealing data has been used to predict the evolutions of BGs written in a hydrogenated waveguide in the course of an isothermal annealing. This prediction has been compared to the corresponding experimental data.

2. Experimental details and Methodology

2.1 Sensitization processes, BGs inscriptions and annealing conditions

The buried planar single-mode waveguides have been manufactured at Alcatel SEL (Stuttgart, Germany) by means of the FHD method [12]. The cores embedded at 15 μm into a silica cladding were co-doped with germanium (11.4% wt) and phosphorous (6.5% wt). Twenty planar waveguides could be fabricated in each wafer. For the purpose of a consistent comparison of the two photosensitization methods, all the gratings used in this study were written in waveguides drawn from the same wafer.

Firstly, hydrogen loading of the sample at a pressure of 140 atm and a temperature of 383 K was carried out for 3 days, well beyond the saturation time of six hours in our experimental conditions.

On the one hand, two series of 10 mm or 1 mm long gratings were written within the H₂-loaded waveguides by exposing the samples through a phase mask (Ibsen, pitch = 1056 nm, diffraction power efficiency in the 0 order = 0.7%) to KrF laser light at 248 nm. For all grating inscriptions, the mean fluence per pulse and the frequency rate were fixed to 200 mJ/cm² and 20 Hz, respectively. The number of writing pulses N_i was chosen to yield a BG reflectivity R of ~ 80% corresponding to an amplitude of refractive index modulation of 10⁻⁴ (weak: $G_w^{H_2}$) or 10⁻³ (strong: $G_s^{H_2}$) depending on the BG length. Then hydrogen out-gassing was achieved by elevating the temperature of the wafer at 383 K for 6 days.

On the other hand, the UV-hypersensitization process consisted in exposing 20 mm long parts of the hydrogenated waveguides to a burst of N_{pre} = 10000 uniform pulses (N_{pre} = number of UV pulses that enables one to reach the best efficiency of the hypersensitization process when using 248 nm light at a mean fluence per pulse equal to 220 mJ/cm²). Then hydrogen out-gassing was achieved in the same way as previously mentioned. After H₂ out-gassing, 10 mm (G_w^{hyper}), 4 mm (G_m^{hyper}) or 2 mm (G_s^{hyper}) long Bragg gratings were written in the cores of the waveguides by exposing its sensitized part through the phase mask to N_i writing pulses of light at 248 nm. The values of N_i were chosen so that the reflectivity R of each BG reached ~ 80%. The corresponding values of photo-induced refractive index was 10⁻⁴ (weak), 2.2 10⁻⁴ (medium) and 4 10⁻⁴ (strong) depending on the grating length.

Then, isochronal annealing was achieved by elevating the temperature of the gratings by steps of 50 K for a fixed time using a tubular furnace. The investigated range of annealing temperature T spanned from 323 K up to the temperature at which the bleaching of the grating

was complete. The accuracy of temperature estimation was ~ 2 K. After the step during which the waveguide was kept at T for a time (either 30 min, 24 hours or 8 days), the wafer was withdrawn from the oven in order to be in position to record the grating transmission spectra at room temperature whilst the oven was equilibrated to the next temperature setting (T+ Δ T).

Finally, a Bragg grating ($G_{isoth}^{H_2}$) was placed in a tubular furnace and isothermally annealed at a fixed temperature of 423 K for one month. With a view of measuring the spectral characteristics of the isothermally annealed Bragg grating (R and λ_B) at room temperature, the wafer was removed at sampled times from the oven. Thus, as for the isochronal annealing, the measurements were not spoiled by some reversible temperature-induced changes in the BG spectral characteristics [13]. The origin of each annealing time was arbitrary chosen at the time when the grating was put again at the centre of the furnace to achieve a new step of annealing. It is worth noticing that the isothermal annealing experiment was carried out a long time (18 months) after the end of the grating inscription. To check the reproducibility of the experiments, each series of isochronal or isothermal annealing and the associated measurements were carried out twice.

The spectra were monitored in the course of the annealing experiments by means of a mono-frequency tunable laser (Tunics from Photonetics SA), a wavemeter that allows the laser wavelength to be accurately checked (Hewlett Packard 86120B) and an optical powermeter (RIFOCS inc. 575 L). The accuracy of the R and λ_B measurements was estimated to be about 0.01 and 40 pm respectively.

2.2 Treatment of the experimental data: definitions of the normalized photo-induced refractive index modulation and the normalized change in the mean refractive index

The values of the refractive index modulation were calculated from the BG reflectivity data using standard formula (1) [14]:

$$\Delta n_{\text{mod}} = \tanh^{-1}(\sqrt{R}) \frac{\lambda}{\pi L \eta} \quad (1)$$

In relation (1), λ is the operating wavelength, L the grating length and η the fraction of the total optical power propagating along the waveguide core. The value of η was determined through an iterative method that accounts for the changes in the core mean refractive index due to the sensitization process, the inscription and more generally to the strength of the annealing [15,16]. At the first step of the iteration, an initial value of η was calculated using a simulation of the distribution of the fundamental mode amplitude across the waveguide. The simulation was carried out through a finite element method (Femlab software fed by the opto-geometrical parameters of the waveguide). Then, the sensitization and the inscription-induced changes in the mean refractive index were determined from the measurements of the shifts in λ_B at each step of the process. The corrected mean refractive index were then used to calculate the sensitization, exposure and finally annealing-induced changes in the overlap integral η from which corrected values for the mean index and the modulation could be determined [16]. Accordingly, the evolution of the Normalized photo-induced refractive index modulation $NI_{\text{mod}}(t, T)$ could be calculated by means of relation (2):

$$NI_{\text{mod}}(t, T) = \frac{\Delta n_{\text{mod}}(t, T)}{\Delta n_{\text{mod}}(0, 296 K)} \quad (2)$$

In Eq. (2), $\Delta n_{\text{mod}}(t, T)$ is the BG modulation after annealing at T for a time t and $\Delta n_{\text{mod}}(0, 296 K)$ the modulation at the beginning of the annealing experiment. Since the sensitization process, the UV-exposure and the annealing lead to a change in parameters such as n_{eff} and η , the change in NICC (Normalized Integrated Constant; see the definition by Erdogan for NICC [17] does not strictly match that in NI_{mod}).

Similarly to the relation (2), a Normalized change in the mean refractive index NI_{mean} can be defined through relation (3):

$$NI_{\text{mean}}(t, T) = \frac{\Delta n_{\text{mean}}(t, T)}{\Delta n_{\text{mean}}(0, 296K)} \quad (3)$$

$$\text{where } \Delta n_{\text{mean}}(t, T) = n_{\text{eff}} \frac{\lambda_B(t, T) - \lambda_{B\text{init}}^{\text{no-H}_2}}{\eta \cdot \lambda_B(t, T)} \quad (4)$$

In Eq. (3), $\Delta n_{\text{mean}}(t, T)$ is the annealing-induced change in the mean refractive index after annealing at T for a time t and $\Delta n_{\text{mean}}(0, 296 K)$ the change in the mean refractive index induced by the sensitization, the BGs inscription and possibly the out-gassing process. The values of Δn_{mean} were calculated (Eq. 4) from the shifts ($\Delta \lambda_B^{\text{total}} = \lambda_B(t, T) - \lambda_{B\text{init}}^{\text{no-H}_2}$) experienced by the BW (λ_B) after annealing at T for a time t by reference to the value of the BW at the beginning of the inscription of the grating written in a pristine waveguide ($\lambda_{B\text{init}}^{\text{no-H}_2}$). As for Δn_{mod} , the Δn_{mean} values were corrected to account for the inscription and annealing-induced changes in η . The value of $\Delta n_{\text{mean}}(0, 296K)$ was estimated through the measurement of the quantity ($\lambda_B(0, 296 K) - \lambda_{B\text{init}}^{\text{no-H}_2}$) carried out just before performing the annealing. The data corresponding to all the BGs are displayed in table 1.

Table 1. Spectral characteristics of the Bragg gratings at 296 K (η corrected).

Grating label	λ_{Bi} (nm)	λ_{Bf} (nm) at the end of inscription	R_f at the end of inscription	Δn_{mod} at the end of inscription	Δn_{mean} at the end of inscription
		λ_{Bf} (nm) after H ₂ out-gassing	R_f after H ₂ out-gassing	Δn_{mod} after H ₂ out-gassing	Δn_{mean} after H ₂ out-gassing
G^{noH_2} pristine	1534.25				
$G_w^{\text{H}_2}$ H ₂ -loaded	1535.63	1535.79	0.84	9.67 10 ⁻³	1.82 10 ⁻³
		1535.14	0.82	9.40 10 ⁻⁵	1.07 10 ⁻³
$G_s^{\text{H}_2}$ H ₂ -loaded	1535.73	1536.56	0.88	1.06 10 ⁻³	2.69 10 ⁻³
		1536.17	0.83	9.41 10 ⁻⁴	2.25 10 ⁻³
$G_w^{\text{hyper UV}}$ - hypersensitized	1536.25	1536.48	0.82	9.17 10 ⁻⁵	2.60 10 ⁻³
$G_m^{\text{hyper UV}}$ - hypersensitized	1536.34	1536.76	0.82	2.21 10 ⁻⁴	2.92 10 ⁻³
$G_s^{\text{hyper UV}}$ - hypersensitized	1536.38	1536.92	0.81	4.50 10 ⁻⁴	3.09 10 ⁻³
$G_{\text{isoth}}^{\text{H}_2}$ H ₂ -loaded		1535.88	0.79	8.68 10 ⁻⁴	2.51 10 ⁻³

2.3 Treatment of the experimental data: methodology of the master curve approach

Through the collapse of all the annealing data corresponding to different annealing times (t) and temperatures (T), an aging curve can be constructed following the method described in [17]. According to this method, every grating parameter $NI_{\text{mod}}(t, T)$ is at any time t and temperature T a function of a demarcation energy E_d . E_d is defined by Eq. (5), where temperature and log of time play a similar role.

$$E_d = k_B T \ln(k_0 t) \quad (5)$$

In Eq. (5), k_B is the Boltzmann's constant and k_0 is the rate constant of the first-order reaction involved in the approach by Erdogan or Poumellec [17,18]. By this way, preliminary numerical values of k_0 that optimized the collapse could be determined. Then an iterative procedure was implemented to take into account for the delay between the end of the BG inscription and the beginning of the annealing (i.e. the thermal history). Thus, corrected master curves and new values of k_0 could be deduced. Finally, the corrected MC and k_0 were used to predict the 423 K isothermal decays of the spectral characteristics of a BG written in the H_2 -loaded waveguide. To this purpose, the master curve was fitted against a third-order polynomial function of the demarcation energy E_d , allowing the evolutions of NI_{mod} and NI_{mean} with time t at $T = 423$ K to be predicted. At that stage, the calculated isothermal decays were likened to the experimental one. Finally to analyze the data from the isothermal experiment, the effective isochronal time was calculated through a master curve approach-based correction that takes account for the time during which the wafer was kept at room temperature [17]. This master curve approach has been carried out in the specific case of BGs written in a H_2 -loaded waveguide.

3. Results

3.1 Checking the reproducibility of the annealing-induced changes in refractive index

Figure 1(a) displays the evolutions of NI_{mod} (30 min, T) as a function of T for two BGs ($G_w^{H_2}$) written in H_2 -loaded waveguides in the course of their isochronal annealing. The two BGs had similar spectral characteristics ($\Delta n_{\text{mod}} = 10^{-4}$).

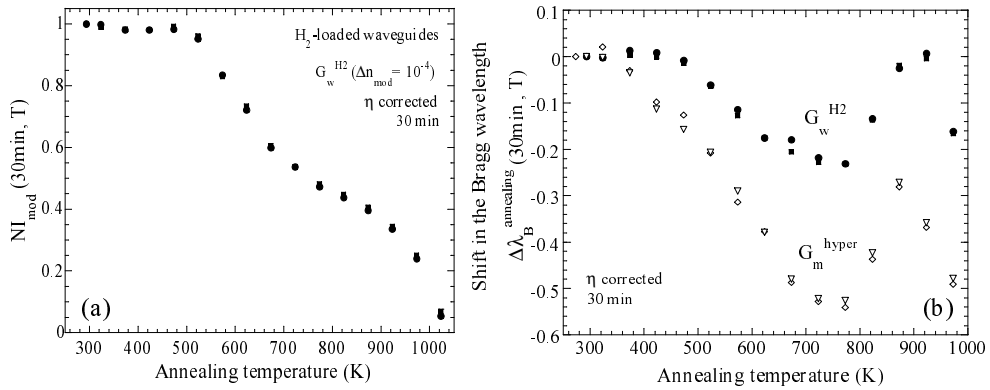


Fig. 1(a). (left) Normalized index modulations NI_{mod} (30 min, T) for two $G_w^{H_2}$ gratings ($\Delta n_{\text{mod}} = 10^{-4}$).

Fig. 1(b). (right) Shifts in the Bragg wavelengths experienced by the BGs as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T). The full symbols are for $G_w^{H_2}$ while the empty ones are for G_m^{hyper} .

Figure 1(b) shows a comparison between the annealing-induced shifts in the BWs ($\Delta\lambda_B^{\text{annealing}} = \lambda_B(t, T) - \lambda_B(0, 296K)$) for two pairs of similar gratings written either in H_2 -loaded waveguides ($G_w^{H_2}$, $\Delta n_{\text{mod}} = 10^{-4}$, full symbols) or in hypersensitized waveguides (G_m^{hyper} , $\Delta n_{\text{mod}} = 2.2 \cdot 10^{-4}$, empty symbols). As shown in Fig. 1, the reproducibility of the annealing experiments carried out with gratings written either in H_2 -loaded or in hypersensitized waveguides proves to be satisfactory in the light of the measurement accuracy. Yet, it is worth noticing that the reproducibility of the estimation of the change in the mean refractive index resulting from the sensitization process (and possibly the out-gassing process) is limited by

the fact that the BGs (the wavelengths of which $\lambda_B(0,296K)$ and $\lambda_{Binit}^{no-H_2}$ are used for performing this estimation) were written within two different waveguides: a sensitized waveguide and a pristine waveguide respectively. The standard error ($\approx 2 \cdot 10^{-4}$) on this determination was estimated from repeated inscriptions of BGs under similar conditions in different waveguides. This source of uncertainty was taken into account in the estimation of the NI_{mean} accuracy.

3.2 Influence of the initial amplitude of the refractive index modulation:

• BGs in H_2 -loaded waveguides

Figure 2 shows the evolutions of the $NI_{mod}(30min, T)$ related to BGs written in the hydrogenated waveguides as a function of the temperature T of the isochronal annealing ($t = 30$ min). The amplitude of the refractive index modulation ($\Delta n_{mod init}$) at the beginning of the annealing is the parameter of the experiment. The full squares are for $G_s^{H_2}$ ($\Delta n_{mod init} = 10^{-3}$), while the full circles refers to $G_w^{H_2}$ grating ($\Delta n_{mod init} = 10^{-4}$). The evolutions of the normalized mean index $NI_{mean}(30min, T)$ corresponding to $G_s^{H_2}$ and $G_w^{H_2}$ are displayed in Fig. 3 versus the temperature T of the isochronal annealing. In this Fig., the symbols have the same meaning as those in Fig. 2.

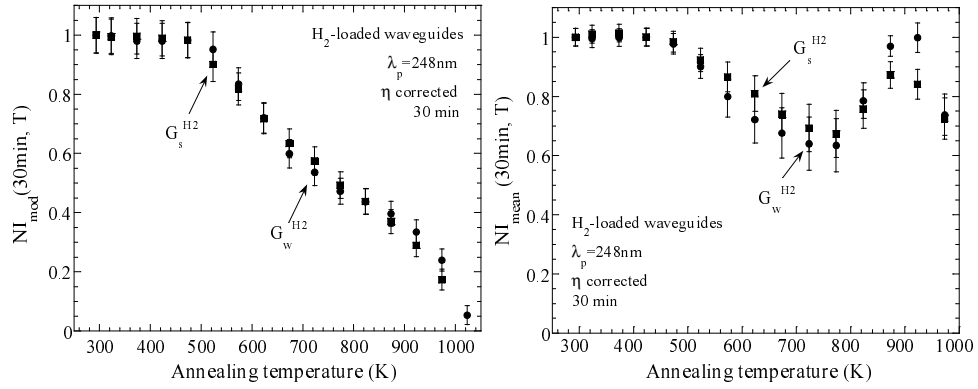


Fig. 2. (left) Normalized index modulation $NI_{mod}(t, T)$ of BGs written in H_2 -loaded waveguides as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T).

Fig. 3. (right) Normalized mean index $NI_{mean}(t, T)$ of BGs written in H_2 -loaded waveguides as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T).

The amplitude of the refractive index modulation at the beginning of the annealing is the parameter of the experiments. The full circles are for $G_w^{H_2}$ ($\Delta n_{mod} = 10^{-4}$) and the full squares are for $G_s^{H_2}$ ($\Delta n_{mod} = 10^{-3}$).

As it appears in Fig. 2 and Fig. 3, the stability of both the modulation and NI_{mean} for the BGs written in the H_2 -loaded waveguides doesn't significantly depend on the initial modulation ($10^{-4} \leq \Delta n_{mod} \leq 10^{-3}$) except for a slight difference in the evolutions of NI_{mean} at temperatures higher than 823 K. NI_{mod} was found to be stable up to 473 K before decaying nearly linearly until grating erasure at 1023 K. As NI_{mod} , NI_{mean} did not significantly change with the annealing temperature until the step at 473 K. For further temperatures up to 773 K, the NI_{mean} values experience decay with increasing temperature. Finally, it is worth noticing that, as displayed in Fig. 1(b), increasing the temperature of the gratings above 773 K induced a shift in the wavelengths of the two BGs towards the red part of the spectrum, leading to the

increase in the NI_{mean} value shown in Fig. 3. For example, as a result of this red shift, the normalized mean index reached 1 after the step at which $G_w^{H_2}$ were kept at 923 K for 30 min. For the other annealing times (24 h, 13 days), the decays followed the same trends as a function of the initial modulation as those reported in Fig. 2 and Fig. 3 unlike the rates of decay that rose dramatically with the annealing time.

●● BGs in UV-hypersensitized waveguides

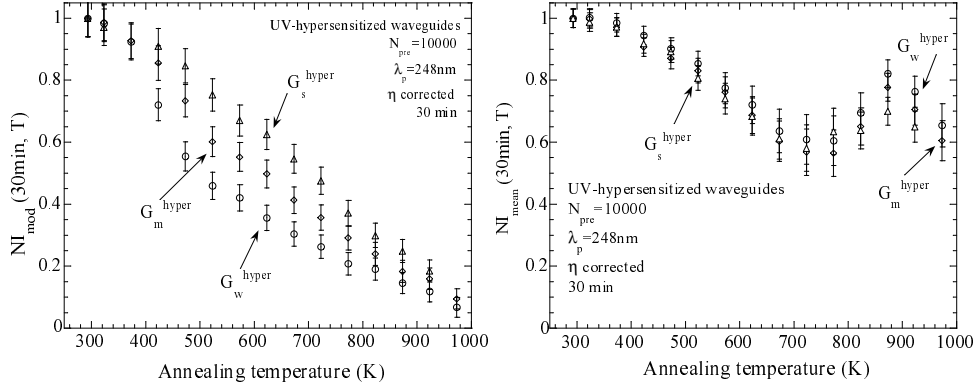


Fig. 4. (left) Normalized Index modulation $NI_{\text{mod}}(t, T)$ of BGs written in UV-hypersensitized waveguides as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T).

Fig. 5. (right) Normalized mean index $NI_{\text{mean}}(t, T)$ of BGs written in UV-hypersensitized waveguides as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T).

The amplitude of the refractive index modulation at the beginning of the annealing is the parameter of the experiment. The empty circles are for G_w^{hyper} , the empty diamonds are for G_m^{hyper} and the empty triangles are for G_s^{hyper} .

The evolutions of the $NI_{\text{mod}}(30\text{min}, T)$ that correspond to G_w^{hyper} ($\Delta n_{\text{mod init}} = 1 \cdot 10^{-4}$, empty circles), G_m^{hyper} ($\Delta n_{\text{mod init}} = 2.2 \cdot 10^{-4}$, empty diamonds) and G_s^{hyper} ($\Delta n_{\text{mod init}} = 4 \cdot 10^{-4}$, empty triangles) written in the UV-hypersensitized waveguides ($N_{\text{pre}} = 10000$) are shown in Fig. 4 as a function of the temperature T of the isochronal annealing ($t = 30$ min). The amplitude of the refractive index modulation ($\Delta n_{\text{mod init}}$) at the beginning of the annealing is the parameter of the experiment. During the first steps of the annealing until 373 K, $NI_{\text{mod}}(30\text{min}, T)$ decreased at roughly the same rate for the three BGs. For steps at higher temperature, the rate of change increased depending on the modulation of the grating, the stronger the modulation, the better the stability. Finally, it is worth noticing that the grating spectra could not be observed after the step of annealing at $T = 973$ K. Annealing BGs for longer times (24 h and 8 days) led to similar features with regards to the dependence on the decay rate upon the amplitude of the refractive index modulation, the longer the annealing time the faster being the decay. For example, the values of $NI_{\text{mod}}(30\text{min}, 373\text{K})$, $NI_{\text{mod}}(24\text{h}, 373\text{K})$ and $NI_{\text{mod}}(8\text{days}, 373\text{K})$ for G_w^{hyper} ($\Delta n_{\text{mod init}} = 10^{-4}$) were equal to 0.92, 0.65 and 0.48 respectively.

The evolutions of the $NI_{\text{mean}}(30\text{min}, T)$ that correspond to BGs written in hypersensitized waveguides are displayed in Fig. 5 as a function of the temperature T of the isochronal annealing ($t = 30$ min). In Fig. 5 the symbols have the same meaning as those in Fig. 4. To within the accuracy of the measurements, the decays of NI_{mean} are similar for the three gratings until the step 773 K. This feature contrasts with the dependence of the NI_{mod} evolution upon the initial modulation. As for H_2 -loaded waveguides, after the step at a temperature of 773 K, the normalized mean index increased with increasing temperature.

Longer annealing times (24 h and 8 days) led to the same similarity between the NI_{mean} annealing-induced decays for the three gratings.

3.3 Influence of the sensitization process

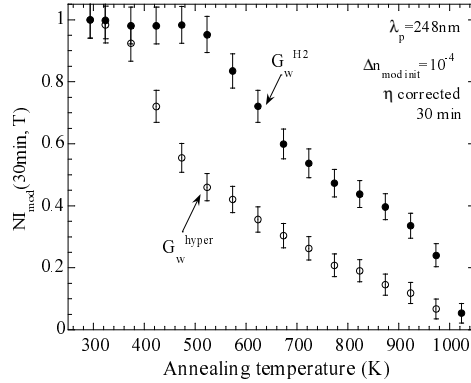


Fig. 6. Normalized Index modulation $NI_{\text{mod}}(t, T)$ for gratings as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T). The sensitization method used before gratings inscriptions is the parameter of the experiment.

Figure 6 shows the decays of $NI_{\text{mod}}(30\text{ min}, T)$ as a function of the temperature T at which gratings written either in the H_2 -loaded waveguides ($G_w^{H_2}$: full circles) or in the UV-hypersensitized (G_w^{hyper} : empty circles) counterparts were elevated. It is worth noticing that these two plots correspond to the thermal decays of BGs written under the same initial modulation ($\Delta n_{\text{mod init}} = 10^{-4}$). The thermal stability of the $NI_{\text{mod}}(30\text{ min}, T)$ corresponding to the BGs written in the H_2 -loaded waveguides is significantly higher than that for the BGs in the UV-hypersensitized counterparts. The differences observed in Fig. 6 between the NI_{mod} thermal stabilities according to the type of sensitization treatment become more pronounced as the annealing time (24 h, 8 days) rises.

Figure 7 displays the evolutions of the shifts in the grating BWs as a function of the annealing temperature T ($t = 30\text{ min}$). In this Fig., the full circles and squares are for the evolutions of $G_w^{H_2}$ and $G_s^{H_2}$ BWs (H_2 -loaded waveguides) respectively while the empty circles and triangles are for those of G_w^{hyper} and G_s^{hyper} BWs (UV-hypersensitized waveguides) respectively. The full and dotted lines are only a guide for eye. As already shown in Fig. 1(b), the shift in the BWs changed its direction above 723 K, the BWs shifting now towards longer wavelength with increasing temperature T . After the step at which the gratings were kept at 723 K for 30 min, the overall shift in the BW was $\approx 0.23\text{ nm}$ for $G_w^{H_2}$, $\approx 0.39\text{ nm}$ for $G_s^{H_2}$, $\approx 0.42\text{ nm}$ for the G_w^{hyper} and $\approx 0.62\text{ nm}$ for G_s^{hyper} . These figures indicate that the annealing-induced shifts in the BWs for the BGs written in the UV-hypersensitized waveguides are larger than those corresponding to the BGs in the H_2 -loaded counterparts. Furthermore, for the two types of waveguides, the annealing-induced shifts depend on the writing conditions, the stronger the grating, the larger being the shift. Annealing the gratings for longer times (24 h, 8 days) leads to the same observations.

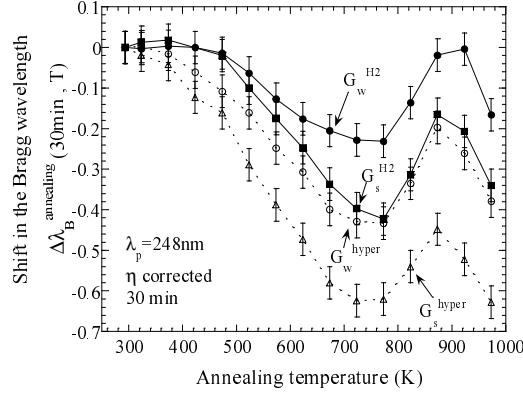


Fig. 7. Shifts in the Bragg wavelengths experienced by the BGs as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T). The sensitization method used before gratings inscriptions is the parameter of the experiment.

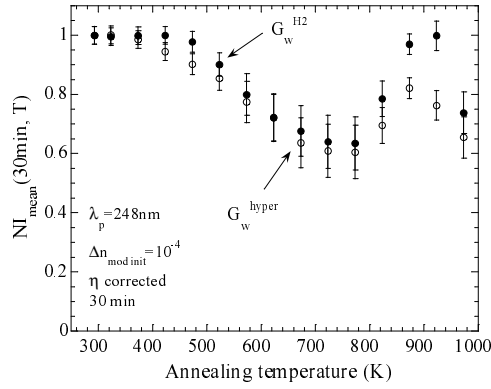


Fig. 8. Normalized mean index $NI_{\text{mean}}(t, T)$ of for gratings as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T). The sensitization method used before gratings inscriptions is the parameter of the experiment.

The evolutions of the normalized mean index $NI_{\text{mean}}(30 \text{ min}, T)$ versus the annealing temperature T are displayed in Fig. 8 for two BGs written either in the H_2 -loaded or in the hypersensitized waveguides ($G_w^{H_2}$ or G_w^{hyper} with $\Delta n_{\text{mod init}} = 10^{-4}$ and $\Delta n_{\text{mean init}} = 10^{-3}$ or $2.6 \cdot 10^{-3}$ respectively). In this Fig., the symbols have the same meaning as those in Fig. 6. Figure 8 shows that the decays with T of the normalized mean index values corresponding to the BGs written either in the H_2 -loaded or in the UV-hypersensitized waveguides are similar when allowing for the accuracy of the NI_{mean} determination.

3.4 Comparing the thermal evolutions of NI_{mod} to those of NI_{mean} for BGs written in the H_2 -loaded waveguides

Figure 9 displays a comparison between the annealing-induced evolutions of $NI_{\text{mean}}(30 \text{ min}, T)$ (empty circles) and $NI_{\text{mod}}(30 \text{ min}, T)$ (full circles), experienced by BGs written in the hydrogenated waveguide ($\Delta n_{\text{mod init}} = 10^{-4}$). This Fig. shows that, to within the experimental accuracy, the normalized modulation decreases at the same rate than the normalized mean refractive index for annealing temperatures up to 623 K. Above this temperature, the stability of NI_{mean} looks higher than that of NI_{mod} . This observation indicates that the BGs contrast ($C = \frac{\Delta n_{\text{mod}}}{\Delta n_{\text{mean}}}$) remained roughly constant for $T < 623 \text{ K}$ whereas it decreased with increasing

annealing temperature above 623 K. Similar observations can be made for the other annealing times (24 h, 8 days) and for the other initial modulation amplitude ($\Delta n_{\text{mod}} = 10^{-3}$). However, the temperatures below which the evolutions of the normalized modulation and mean refractive index remain close are respectively 473 K and 423 K for annealing times of 24 hours and 8 days. In fact, in the following we assume that a similarity between the evolutions of NI_{mod} and NI_{mean} is observed for NI_{mod} or $NI_{\text{mean}} > 0.7$.

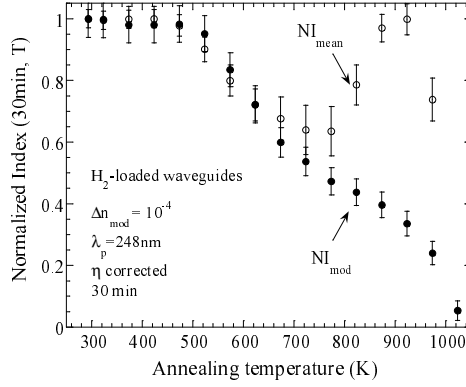


Fig. 9. Comparison between $NI_{\text{mod}}(t, T)$ and $NI_{\text{mean}}(t, T)$ for gratings written in H_2 -loaded waveguides with $NI_{\text{mod}}(0, 296\text{K})$ equal to 10^{-3} as a function of the 30 min isochronal annealing temperature (T).

3.5 Isothermal decay of the spectral characteristics of a BG written in an H_2 -loaded waveguide ($T = 423\text{ K}$)

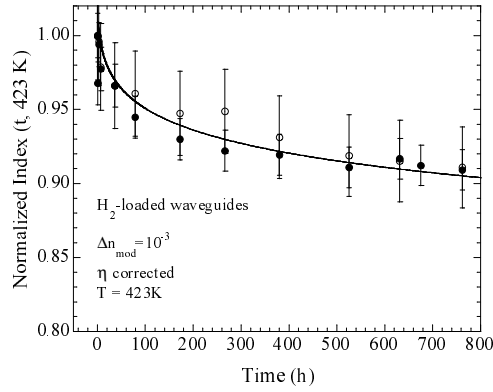


Fig. 10. Isothermal decay of the spectral characteristics ($NI_{\text{mod}} =$ full circles, $NI_{\text{mean}} =$ empty circles) of a BG written in an H_2 -loaded waveguide. The initial modulation was 10^{-3} and the annealing temperature was 423 K. The solid curve is the predicted isothermal decay from the MC approach.

Figure 10 displays the isothermal decay of the spectral characteristics ($NI_{\text{mod}} =$ full circles, $NI_{\text{mean}} =$ empty circles) of a BG written in an H_2 -loaded waveguide ($G_{\text{isoth}}^{H_2}$). The initial modulation was 10^{-3} and the annealing temperature was 423 K. To within the accuracy of the measurements, the evolution of $NI_{\text{mod}}(t, 423\text{ K})$ matches that of $NI_{\text{mean}}(t, 423\text{ K})$. The full line in Fig. 10 represents the prediction of these decays as deduced from the master curve approach (see below).

4. Discussion

4.1 Building of a MC for predicting the stability of BG written in a H₂-loaded waveguide: a comparison to the decay experienced by a BG in the course of the isothermal decay at 423 K

Figures 1(b), 7, 8 and 9 obviously show that the bleaching of the UV-induced change in the mean index is spoiled by an other process that became significant for temperature higher than 723 K (annealing time = 30 min) and screened the above-mentioned decrease in the UV-induced mean refractive index whatever the sensitization treatment of the waveguide may be. An annealing-induced relaxation of the stress frozen within the waveguide at the time of its fabrication can be thought to be the origin of the change in the contrast and in the direction of the wavelength shift. This indicates that more than one reaction must be postulated for explaining the stability of the mean refractive index for Normalized refractive index lower than 0.7. Consequently we have assumed that, in the range $[0.7 < NI_{\text{mod}}, NI_{\text{mean}} < 1]$, only one first-order thermally activated reaction is involved in the decay of the BGs spectral characteristics ($NI_{\text{mod}}, NI_{\text{mean}}$). As in this range, the thermal evolution of NI_{mod} matches that of NI_{mean} and as the decay rates do not depend on the initial modulation, we have assumed further that the decay is non local [19] and can be described within the framework of the Erdogan's model. To check the consistency of these hypotheses, we have built a MC by means of the data deduced from the isochronal annealing experiment ($t = 30 \text{ min}, 24 \text{ h}, 8 \text{ days}$) with a view of predicting the isothermal decay of a BG kept at a fixed temperature (423 K). Then the results of the prediction have been compared to those deduced from the experiment.

The evolutions of three NI_{mod} are displayed in Fig. 11 versus temperature in the course of the isochronal annealing of three BGs annealed for times of 30 min, 24 h and 8 days respectively.

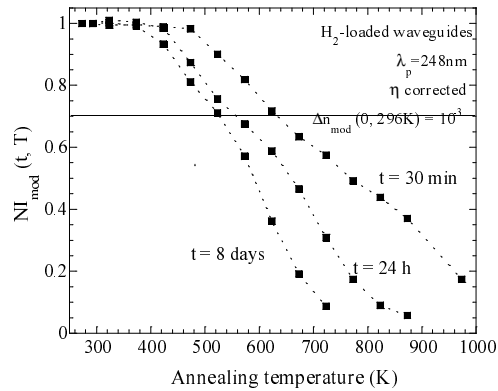


Fig. 11. Isochronal step annealing of gratings written in H₂-loaded waveguides. Three isochronal annealing times (30 min, 24 h, 8 days) have been investigated.

The master curve in Fig. 12 has been obtained through an optimization of the collapse of the parts of the plots that correspond to $NI_{\text{mod}} > 0.7$. The value of k_0 that optimizes the collapse according to a least-squares criterion is $\approx 3.83 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. A first MC (full squares in Fig. 12) was built from the set of isochronal decay curves displayed in Fig. 11. Then, following the above-mentioned iterative method, each decay datum (full squares) has been corrected at each temperature (and time) to account for the thermal history of the grating at the step T. The solid curve in Fig. 12 corresponds to linear least-squares fit of the corrected data (empty squares) to a third-order polynomial function of the demarcation energy E_d ($NI_{\text{mod}} = \alpha_0 + \alpha_1 E_d + \alpha_2 E_d^2 + \alpha_3 E_d^3$). The values of α_i coefficients are respectively ($\alpha_0 = -4.1454, \alpha_1 = 11.0752, \alpha_2 = -7.6136, \alpha_3 = 1.6350$). Using the numerical values of α_i ,

one can estimate the isothermal decays of gratings as a function of time, on the condition that the investigated demarcation energies correspond to the range of those sampled in Fig. 12.

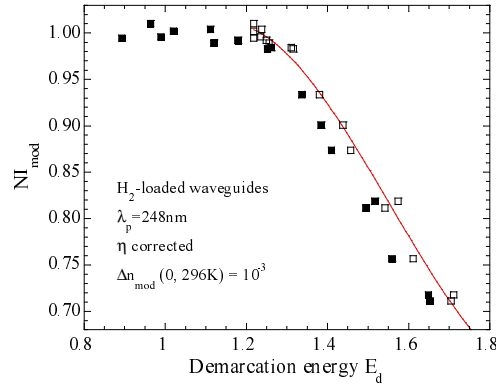


Fig. 12. Normalized Index modulation as a function of demarcation energy ($E_d = k_B T \ln(k_0 t)$) corresponding to BG written in H_2 -loaded waveguides. The full squares are for preliminary values whereas the empty squares are the corrected data when the thermal history of each grating is taken into account at each temperature. The solid curve is a fit of the data to a third-order polynomial equation.

The plot in full line in Fig. 10 was calculated from the values of α_i . The agreement between the experimental and the calculated decays looks quite satisfactory to within the accuracy of the measurements, giving confidence in the consistency of the analysis.

Although the range of activation energies actually sampled in Fig. 12 spans over 0.5 eV only, one is in position to predict the thermal decay of a Bragg grating kept in conditions that correspond to the usual specifications in WDM applications. For example, keeping the BG for 25 years at 80°C leads to the bleaching of traps in holes with depths below the demarcation energy of 1.36 eV ($E_d = 1.36$ eV) and accordingly to $NI_{mod} = NI_{mean} = 0.945$. This Fig. indicates that 5.5% of the original grating refractive index change has been wiped away.

4.2 Influence of the writing conditions

Figures 2 and 3 show that the thermal stability of both NI_{mod} and NI_{mean} for BGs written in H_2 -loaded waveguides does not depend on the writing conditions ($10^{-4} < NI_{mod \text{ init}} < 10^{-3}$). Similarly, the thermal stabilities of NI_{mean} for different strengths of BG written in UV-hypersensitized waveguides are similar. In contrast, our experiments demonstrate that, in the case of BGs written in the UV-hypersensitized waveguides, the thermal stability of the corresponding NI_{mod} depends on the writing conditions. The non dependence of NI_{mean} on the writing conditions for BGs in hypersensitized waveguides is consistent with the similar property for BGs in H_2 -loaded waveguides. Indeed, the photosensitization process that consists in exposing the H_2 -loaded glass to UV light is known to create a large stable DC level in the mean refractive index prior to any BG's inscription. For instance, a typical value of the increase in the mean refractive index ($\Delta n_{mean}^{sensitization}$) induced by the sensitization process is equal to $2.3 \cdot 10^{-3}$. Compared to the total change in mean refractive ($\Delta n_{mean}^{total} = \Delta n_{mean}^{sensitization} + \Delta n_{mean}^{writing}$) measured after BG's inscription (see table 2), $\Delta n_{mean}^{sensitization}$ represents at least 75% of mean index. As a result, the thermal evolution of NI_{mean} is mainly governed by the decay of $\Delta n_{mean}^{sensitization}$. Now, Fig. 3 shows that the decay of $\Delta n_{mean}^{sensitization}$ does not depend on the initial grating strength. Contrary to what is observed in Fig. 2 for BGs in H_2 -loaded waveguides, the thermal stability of NI_{mod} for BGs in hypersensitized waveguides depends on the initial grating strength. This means that different reactions are involved in the process of fabrication of these two types of BGs and that the stability of the UV-induced change in refractive index in the hypersensitized waveguides is local. More precisely, the stability at the bright UV

fringes is higher than that at the dark fringes which in turn implies that the master curve approach can hardly be used for predicting the BG stability [19].

4.3 Stability versus the sensitization process

Figures 6 and 7 show that the spectral characteristics (R and λ_B) stability of the BGs written in the hydrogenated planar waveguide is better than that of the BGs written in the UV-hypersensitized waveguide. In our experiments, the thermal history of these two types of BGs was not strictly identical. Indeed, contrary to the BGs in hypersensitized waveguides, the BGs in the H_2 -loaded waveguides had been pre-annealed (383 K for 6 days) before performing the annealing experiments for the purpose of accelerated out-gassing. In order to improve the physical meaning of the comparison, we have recorded the evolution of the spectral characteristics of $G_w^{H_2}$ before and after performing the accelerated out-gassing at 383 K for 6 days. The out-gassing-induced decrease in the BG reflectivity was 0.02 (see table 2). This Fig. can be compared to the decay experienced by G_w^{hyper} written in a hypersensitized waveguide due to an annealing at 373 K for 24 hours: such an annealing leads to a decrease in the grating reflectivity of 0.27 ($R(0, 296 \text{ K}) = 0.72$, $R(24 \text{ h}, 373 \text{ K}) = 0.45$). Accordingly one can conclude that the stability of the change in index in H_2 -loaded waveguide is higher than that in hypersensitized counterpart. This result contrasts with that reported by Canning for BGs written in a highly doped phosphosilicate fiber fabricated by using the flash condensation technique [7]. Indeed presensitizing these phosphosilicate fibers by means of an exposure to light at 193 nm before writing BGs leads to strong stable gratings retaining 70% reflectivity after 30 min annealing at 700 °C. Thus, it appears that the stability of the BGs written in the fiber is significantly higher than the stability reported in this paper. Eventually, we can also compare the stability of BGs in our H_2 -loaded waveguides to that of BGs written in H_2 -loaded phosphosilicate waveguides fabricated by means of the FHD technique [20]. In [20], it is reported that BGs ($\Delta n_{mod} = 2 \cdot 10^{-4}$) have been written by exposing H_2 -loaded phosphosilicate waveguides to light at 193 nm. Then the gratings have been annealed (30 min isochronal annealing) to study the stability of the modulation. As it appears by looking at Fig. 4 of [20], the stability of these BGs is significantly lower than that reported in Fig. 2 of this paper. Furthermore, the co-doping by germanium enables one to use light at 248 nm to write strong gratings. From these different comparisons one can conclude that the stability of BGs in phosphosilicate waveguides depends on the process used to fabricate the phosphosilicate glass.

5. Conclusion

We have compared the stability of the spectral characteristics of gratings written either in H_2 -loaded and UV-hypersensitized. We have shown that, for gratings written in H_2 -loaded waveguides, the stability of NI_{mod} is similar to that of NI_{mean} and is higher than the stability of the modulation for BGs in hypersensitized waveguides. Furthermore, in the latter case, the thermal stability of NI_{mod} depends on the initial amplitude of refractive index in contrast to what is observed for NI_{mean} . This implies an evolution of the contrast of the grating during annealing experiments which in turn, obscures any prediction of the stability through the master curve approach. In contrast this approach can be used for gratings written in the H_2 -loaded waveguides as it is illustrated by the good agreement between the experimental decay of the refractive index modulation recorded during an isothermal annealing and the predicted decay by means of the MC approach.

Acknowledgements

This project was supported financially by the EEC PLATON (PLAnar Technology for Optical Networks) contract (IST-2002-381668).

4.3 Calcul des paramètres de passivation des réseaux de Bragg et marches d'indices inscrits dans les guides planaires hydrogénés

Préambule L'intégration du MIE dans le réseau de télécommunication impose des conditions strictes sur la stabilité des variations d'indice créées dans les guides. En effet, le composant doit être en mesure de fonctionner avec les spécifications d'origine³ pendant une durée de 20 *ans* à une température comprise entre $-5^{\circ}C$ et $70^{\circ}C$. Afin de garantir le bon fonctionnement du MIE durant cette période et dans cette gamme de températures, trois critères essentiels doivent être respectés : l'accord de phase de l'interféromètre de Mach-Zehnder, la stabilité des valeurs de réjection des filtres (réseaux de Bragg) et la stabilité des longueurs d'onde centrales des filtres. Nous nous sommes proposé dans un premier temps de traduire ces trois conditions en terme de stabilité de variations d'indice de réfraction. Nous déterminons ainsi les spécifications sur la stabilité de Δn_{mod} et Δn_{moy} . Enfin à l'aide du formalisme de la courbe-maître, nous déduisons les conditions de passivation du composant.

Accord de phase de l'interféromètre de Mach-Zehnder Comme il est décrit dans l'annexe A, le fonctionnement du MIE repose sur l'utilisation de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Les réseaux de Bragg identiques sont inscrits dans les deux bras intermédiaires symétriques (figure A.1). Dans le cas où l'interféromètre est déséquilibré (disposition non symétrique des réseaux sur les bras et/ou caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg non identiques), le fonctionnement du MIE est perturbé. Des réflexions parasites sont transmises dans les voies dans lesquels les signaux ont été insérés, c'est-à-dire dans les ports *Entrée* et *Insertion*. Afin de rééquilibrer l'interféromètre, des insulations ultraviolettes uniformes qui modifient localement l'indice de réfraction du guide, sont effectuées sur des petites zones proches des réseaux de Bragg. Plus précisément, après les inscriptions successives des réseaux dans les deux bras de l'interféromètre, une région du bras inférieur et précédant le réseau de Bragg est insolée uniformément. Cette opération permet d'optimiser la puissance réfléchie dans le port *Extraction* et de minimiser le signal en retour sur la voie *Entrée*. De la même façon, une insolation UV uniforme de la région du guide située après le réseau de Bragg (bras inférieur) permet d'optimiser la puissance transmise

³Ces spécifications sont rappelées dans l'annexe A.

dans le port *Sortie* et de minimiser le signal en retour sur la voie *Insertion*. Enfin, l'insolation uniforme des zones situées de part et d'autre du réseau de Bragg inscrit sur le bras supérieur permettent d'améliorer les isolations entre les voies transmises du composant.

Pratiquement, des marches d'indice de longueur $L = 1\text{ mm}$ et de variations d'indice moyen Δn_{moy} pouvant atteindre 3×10^{-3} peuvent être nécessaires pour compléter le rééquilibrage de l'interféromètre. Ceci correspond à compenser une différence de chemin optique δ ($\delta = \Delta n_{\text{moy}} \cdot L$) entre les bras de l'ordre de 1000 nm . L'interféromètre étant accordé, le déphasage φ (avec $\varphi(\lambda) = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$) entre les bras doit rester constant avec le temps (ou évoluer de façon minimale). Nous fixons la condition suivante : la variation de chemin optique avec le temps $\Delta\delta(t)$ doit rester inférieure à $\frac{\lambda}{100}$. Par conséquent, la variation d'indice moyen du guide planaire doit être maîtrisée de sorte que $\Delta(\Delta n_{\text{moy}}) < 1.5 \times 10^{-5}$. Dans le cas où la variation d'indice moyen atteint 3×10^{-3} (condition la plus exigeante), la condition d'accord de phase de l'interféromètre de Mach-Zehnder impose une évolution relative de Δn_{moy} avec le temps inférieure à 0.5% .

Stabilité des valeurs de réjection des filtres Les valeurs de réjection des filtres définies dans le cahier des charges doivent au minimum atteindre 25 dB . En particulier, la réjection minimale du filtre lorsque le MIE est en configuration insertion/extraction (voies *Entrée* \rightarrow *Extraction*) est fixée à 40 dB . Cette valeur de réjection, associée à une largeur du filtre à mi-hauteur minimale fixée à 40 GHz , requiert la création d'une amplitude de modulation d'indice de réfraction Δn_{mod} supérieure à 7×10^{-4} (relation C.1). Il a été montré dans le chapitre 2 que cette valeur de modulation peut être effectivement obtenue lorsque les guides planaires sont sensibilisés. En particulier la modulation d'indice obtenue dans les guides planaires hydrogénés supérieure à 10^{-3} permet d'atteindre des valeurs de réjection de l'ordre de 50 dB . Nous fixons de façon arbitraire la condition suivante : l'évolution des valeurs de réjection des filtres avec le temps ne doit pas dépasser 0.5 dB . La variation de la modulation $\Delta(\Delta n_{\text{mod}})$ avec le temps doit par conséquent être limitée à 1.5×10^{-5} . Lorsque la réjection du filtre est de l'ordre de 40 dB (condition la plus exigeante), l'évolution relative de l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} doit rester inférieure à 1% .

Stabilité des longueurs d'onde centrales des filtres Le MIE devant être adapté aux transmissions DWDM, les longueurs d'onde centrales des filtres sont spécifiées par la grille ITU-T

(Union Internationale des Télécommunications - Secteur de la normalisation des télécommunications). En particulier pour le composant cible, les espaces intercanaux $\Delta\nu$ de 100 GHz (ou 0.8 nm) fixent les longueurs d'onde de Bragg des réseaux à 194.1 THz , 194.2 THz , 194.3 THz et 194.4 THz . Dans le cas où les longueurs d'onde de Bragg des réseaux ne sont pas stables, les performances du composant sont fortement dégradées. D'une part la dérive en λ d'un unique réseau de Bragg induit une remontée des signaux en retour sur les voies *Entrée* et *Insertion*. D'autre part la dérive commune et simultanée en λ des deux réseaux de Bragg formant un MIE engendre une perte d'information se manifestant par une augmentation du taux d'erreur binaire. Les fonctions extraction et insertion d'un canal optique C_i ne peuvent en effet être réalisées si une partie du signal incident se trouve hors de la fenêtre spectrale du filtre. En outre, une déviation plus importante de la longueur d'onde (de l'ordre de $\pm 100\text{ GHz}$) des deux réseaux de Bragg peut entraîner la sélection d'un canal adjacent à C_i . La sélection du canal C_{i-1} ou C_{i+1} risque alors de provoquer une diaphonie dans les étages inférieurs du composant. Il est donc nécessaire de définir un déplacement maximal $\Delta(\Delta\lambda_B)$ des longueurs d'ondes centrales des filtres avec le temps. Nous fixons cette tolérance à $\frac{\Delta\nu}{10}$, c'est-à-dire une stabilité de la longueur d'onde de Bragg égale à 0.08 nm . Traduite en variation d'indice moyen à l'aide de la relation C.3, la stabilité de la longueur d'onde centrale des filtres impose $\Delta(\Delta n_{\text{moy}}) < 9.8 \times 10^{-5}$. Lorsque la variation de l'indice moyen est de l'ordre de 10^{-3} (condition la plus exigeante), l'évolution relative de Δn_{moy} avec le temps doit par conséquent rester inférieure à 10%.

Prédiction des durées de recuit nécessaires à la passivation du composant Nous avons montré dans la section 4.2 qu'il est possible de reconstruire à l'aide du formalisme de la courbe maître l'évolution isotherme des variations d'indice de réfraction (Δn_{mod} et Δn_{moy}) créées dans un guide planaire hydrogéné. Plus précisément, la prédiction de la décroissance isotherme des variations d'indice est justifiée si la variation d'indice normalisée (NI_{mod} ou NI_{moy}) reste supérieure à 0.7, c'est-à-dire lorsque l'énergie de démarcation E_d s'étend dans la gamme $[1.2\text{ eV}; 1.7\text{ eV}]$. Dans la gamme de températures $[-5^\circ\text{C}; 70^\circ\text{C}]$ et pour des durées très supérieures à 20 ans (c'est-à-dire les conditions dans lesquelles le composant est utilisé), les valeurs de E_d qui interviennent s'inscrivent dans l'intervalle $[1.2\text{ eV}; 1.7\text{ eV}]$. Par exemple, conserver à une température de 70°C un réseau de Bragg photoinscrit dans un guide planaire hydrogéné pendant 50 ans conduit à une énergie de démarcation égale à 1.35 eV ($E_d = k_B T \times \ln(k_0 t)$).

Nous avons énoncé précédemment les trois conditions à satisfaire pour garantir le fonctionnement du composant. Puis pour chacune d'elle nous avons déduit les spécifications sur la stabilité des variations d'indice créées dans les guides avec le temps. Il est apparu que l'accord de phase de l'interféromètre de Mach Zehnder requiert la stabilité la plus exigeante : la variation d'indice moyen des marches d'indice ne doit pas évoluer de plus de 0.5% pendant une durée de 20 ans. Nous formulons l'hypothèse que cette spécification s'applique également de la même façon à la variation d'indice normalisée NI obtenue dans les réseaux de Bragg. En effet, d'une part nous avons montré qu'au cours du vieillissement des réseaux, Δn_{mod} et Δn_{moy} évoluent de façon irréversible suivant la même loi. De ce fait, $NI = NI_{mod} = NI_{moy}$. D'autre part, les stabilités de NI_{moy} observées dans les guides hypersensibilisés et les guides chargés en hydrogène étant semblables, nous pouvons considérer que la décroissance isotherme de l'indice moyen photoinduit par une insolation uniforme (marche d'indice) est identique à celle de l'indice moyen photoinduit par une insolation avec franges (réseau de Bragg). Par conséquent, la courbe maître obtenue à partir des évolutions isochrones des réseaux de Bragg peut donc être utilisée pour déterminer les conditions de recuit nécessaires à la passivation du composant (réseaux de Bragg et marches d'indice).

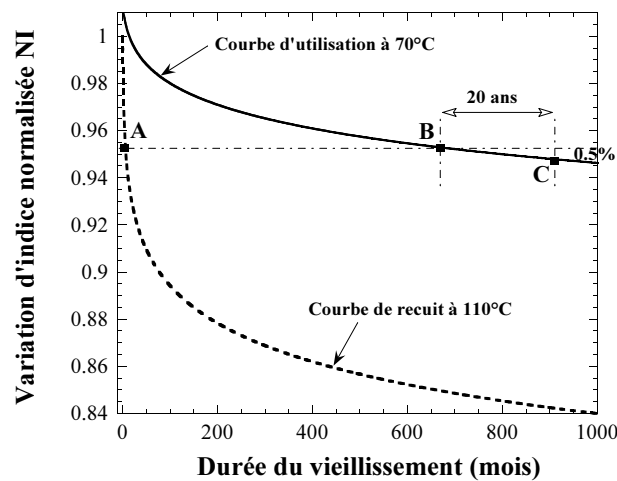


FIG. 4.1 – Illustration du principe de la méthode de passivation. Les points A et B sont équivalents. La position du point B est déterminée de façon à ce que la variation d'indice normalisée NI soit inférieure à 0.5% sur une durée de 20 ans.

L'évolution de la variation d'indice normalisée NI à la température d'utilisation T_u la plus contraignante ($T_u = 70^\circ C$) est représentée en ligne continue sur la figure 4.1. Si l'on souhaite que NI n'évolue pas de plus de 0.5% pendant une durée de 20 ans pour une température moyenne

d'utilisation de $70^{\circ}C$, il est nécessaire d'attendre une durée t_u de 670 mois . L'état du réseau après cette durée t_u est illustré sur l'évolution isotherme de la figure 4.1 par le point B. A partir de ce point B ($NI = 0.953$) le réseau de Bragg est passivé, c'est-à-dire que les variations d'indice répondent aux conditions fixées par le cahier des charges. Au point C, la variation d'indice normalisé NI est égale à 0.948. Les positions des points B et C ont été déterminées à l'aide de simulations numériques suivant les critères $\Delta t = 20\text{ ans}$ et $\Delta NI = 5 \times 10^{-3}$.

Comme l'ont montré T. Erdogan et al. [76], le processus de passivation peut être accéléré. Le réseau de Bragg est soumis à un recuit isotherme à une température T_r ($T_r > T_u$) pendant une durée t_r ($t_r < t_u$) définie par la relation 4.1 :

$$T_r \ln(k_0.t_r) = T_u \ln(k_0.t_u) \quad (4.1)$$

Dans la relation 4.1, k_0 représente la constante de vitesse calculée lors de la construction de la courbe maître. Plus précisément, k_0 est la valeur qui optimise la fusion des différentes isochrones en une seule courbe lorsque les données sont représentées en fonction de la variable $k_B T \ln(k_0.t_r)$. Les caractéristiques spectrales du réseau peuvent donc être placées au point B au moyen d'un recuit préalable sans qu'il soit nécessaire d'attendre une durée t_u de 670 mois . La représentation en ligne pointillée sur la figure 4.1 correspond à la décroissance isotherme du réseau à une température de $110^{\circ}C$. L'état du réseau défini au point A est équivalent à celui au point B ($NI = 0.953$). Pour cette température de recuit, l'étape de passivation du réseau de Bragg est atteinte après 71 jours . Le tableau 4.1 regroupe les valeurs de durées de recuit déterminées pour des températures de $70^{\circ}C$, $110^{\circ}C$ et $200^{\circ}C$. Il est à noter que des températures supérieures à $200^{\circ}C$ réduiraient encore la durée de recuit. Cependant, ces températures ne sont pas préconisées dans la mesure où des processus autres que le blanchiment de la variation d'indice pourraient être initiés (Fig. 3 de l'article). Une température de $200^{\circ}C$, à laquelle on associe une durée de recuit de l'ordre de 200 min (facteur de sécurité de 2) peut constituer un choix adapté aux exigences de production industrielle.

Température de recuit T_r	Durée de recuit t_r	NI à t_r
$70^\circ C$	670 mois	0.953
$110^\circ C$	171 jours	0.953
$200^\circ C$	104 min	0.953

TAB. 4.1 – Détermination des durées de recuit nécessaires à la passivation des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg et marches d'indice photoinscrits dans les guides planaires hydrogénés.

4.4 Discussion et conclusion

Dans cette section, nous commentons les conclusions tirées de l'étude menée sur la stabilité des réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires.

Influence de la température de recuit sur le sens de variation de l'indice effectif du mode guidé Quelle que soit la méthode utilisée pour inscrire les réseaux de Bragg, la longueur d'onde de Bragg des réseaux lors des recuits isochrones n'évolue pas de façon monotone. A mesure que la température de recuit est augmentée depuis l'ambiante, la longueur d'onde commence par décroître puis se translate vers le rouge lorsque la température du recuit atteint une certaine valeur (celle-ci étant d'autant plus petite que la durée de recuit est grande). Il apparaît par exemple que cet effet devient significatif au-delà du palier de température $400^\circ C$ pour des recuits de durée 30 min ⁴. Ce résultat met en évidence l'activation d'un processus qui agit sur l'indice dans le sens contraire à celui provoqué par le blanchiment de la variation photoinduite d'indice moyen lorsque la température du guide est progressivement augmentée. Une modification du champ de contrainte⁵ qui s'appliquent sur le guide et qui serait activée par l'élévation de température constitue une première hypothèse plausible sur la nature de ce processus. Un examen des résultats des mesures de biréfringence de phase de guide soumis au recuit isochrone de durée 24 h étaye l'hypothèse d'une modification du champ de contrainte. En effet, la biréfringence de phase d'un guide hydrogéné de l'ordre de 1.8×10^{-5} à la fin de l'inscription et sensiblement constante lors des premiers paliers de recuit ($t = 24 \text{ h}$, $T < 623 \text{ K}$), est mesurée à 1.1×10^{-4} lorsque le guide a été soumis au palier de recuit à 673 K . On peut donc supposer que l'élévation de température a modifié le champ de contrainte du guide et que cette modification

⁴Par comparaison dans les fibres optiques, la relaxation des contraintes induites par le tirage de la fibre n'est significative qu'au-delà de $500^\circ C$ pour des recuits de durée 3 h et $600^\circ C$ pour des recuits de durée 30 min [100].

⁵Des contraintes sont nées sur le guide lors du dépôt des couches en raison de la différence entre les propriétés thermo-mécaniques des différents matériaux.

se manifeste par une augmentation de sa biréfringence.

Par ailleurs, un autre effet peut également être évoqué pour expliquer l'augmentation d'indice moyen induite par l'élévation de température. En effet, d'après les analyses effectuées par Alcatel SEL, le coeur du guide contient du bore. Il est par ailleurs établi que l'indice de réfraction des verres borosilicates n'est pas stable et augmente significativement lorsque la température du verre augmente au delà de 473 K [101]. Ainsi K. Chisholm et al. ont montré que pour des recuits isochrone de 6 h de réseaux inscrits dans une fibre optique codopée germanium/bore (concentration non précisée), la translation de longueur d'onde de Bragg induite par le recuit pouvait atteindre 0.5 nm pour le palier de température 673 K [102].

Influence des conditions d'écriture sur la stabilité des réseaux Nous avons montré que l'évolution avec la température des caractéristiques spectrales de réseaux inscrits dans les guides planaires hydrogénés ne dépendent pas de la modulation d'indice initiale ($10^{-4} < \Delta n_{mod}^{init} < 10^{-3}$). Au contraire dans les guides hypersensibilisés par insolation UV, l'évolution de NI_{mod} dépend de la force du réseau, la stabilité étant d'autant meilleure que la modulation d'indice est importante. La variation d'indice moyen NI_{moy} dépend par contre peu de la modulation initiale (Figure 5 de l'article). Dans les fibres optiques germanosilicates hypersensibilisées par UV, les évolutions de NI_{mod} et de NI_{moy} avec la température ont par contre été trouvées dépendantes de la force du réseau [103]. La différence de comportement entre les fibres optiques et les guides planaires peut s'interpréter de la sorte : la marche d'indice créée par l'insolation uniforme est plus importante dans les guides planaires que dans les fibres optiques germanosilicates. Ainsi, les évolutions thermiques de NI_{moy} dans les guides planaires sont principalement gouvernés par les évolutions de la variation d'indice moyen liée à la marche d'indice. La similitude entre les stabilités de NI_{moy} observées dans les guides hypersensibilisés et les guides chargés en hydrogène constitue un argument en faveur de cette interprétation. Au contraire dans les fibres optiques, la contribution de la variation d'indice moyen provenant de l'inscription du réseau se révèle significative dans l'évolution de NI_{moy} lors des recuits isochrones.

Influence du procédé de sensibilisation des guides planaires sur la stabilité des réseaux de Bragg photoinscrits Les résultats relatifs à la stabilité des réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires non hydrogénés (non présentés dans le manuscrit) ont montré

que quelle que soit la température des recuits, la stabilité des réseaux (Δn_{mod} et Δn_{mod}) inscrits dans les guides hydrogénés est plus faible que celles de réseaux écrits dans des guides non traités. Ce résultat est identique à celui établi dans les fibres optiques germanosilicates. En effet, l'introduction d'hydrogène dans ce type de fibre conduit à la formation de réseaux moins stables à température ambiante que ceux inscrits dans une fibre non hydrogénée [26, 27].

En outre, il apparaît que dans les conditions de l'expérience, la modulation d'indice des réseaux inscrits dans les guides hydrogénés s'avère plus stable que celle de réseaux inscrits dans les guides planaires hypersensibilisés par UV. Le protocole expérimental de l'étude comparative a été établi de sorte que, pour les deux procédés de sensibilisation, les histoires thermiques des guides planaires soient identiques au début des expériences de recuits isochrones. De ce fait, les histoires thermiques des réseaux de Bragg sont différentes. Plus précisément, a contrario des réseaux inscrits dans les guides hypersensibilisés, les réseaux inscrits dans les guides planaires hydrogénés ont préalablement été recuits pendant 6 *jours* à 110°C avant les expériences de recuits isochrones. Il est alors légitime de supposer que le réseau a été passivé lors de cette opération. Nous avons par conséquent étudié l'influence du dégazage de l'hydrogène sur les évolutions des variations d'indice lors des recuits isochrones.

Des réseaux de Bragg identiques ont été inscrits dans les guides chargés en hydrogène dans les mêmes conditions de pression ($P = 140 \text{ atm}$) et d'insolation ($F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$, $N_i = 8000$). L'amplitude de modulation d'indice a été fixée à $\Delta n_{mod} = 10^{-3}$ à la fin des inscriptions. Les réseaux ont ensuite été dégazés de l'hydrogène non consommé suivant deux protocoles différents. La première méthode de dégazage a consisté à placer le guide dans un four à 110°C pendant 6 *jours*. Dans la seconde méthode, le guide a été laissé dans le laboratoire pendant 30 *jours* à température ambiante. Comme le montrent les résultats de la figure 3.1, les deux protocoles de dégazage employé ici conduisent à une désorption complète de l'hydrogène hors du guide. Les deux réseaux ont ensuite été soumis à des recuits isochrones de durée 30 *min*. Les évolutions de la modulation d'indice normalisée $NI_{mod}(30 \text{ min}, T)$ sont représentées sur la figure 4.2 en fonction de la température T des recuits isochrones. Les conditions de dégazage sont rappelées dans la légende de cette figure.

A l'examen de la figure 4.2, il apparaît que le protocole expérimental utilisé pour procéder au dégazage du guide planaire conduit à des différences significatives entre les évolutions de la modulation d'indice. En effet, la modulation d'indice du réseau dont le guide a été placé pendant

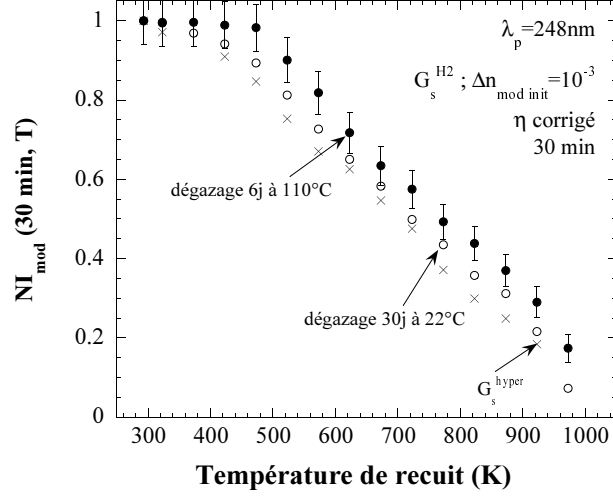


FIG. 4.2 – Évolution de $NI_{mod}(30 \text{ min}, T)$ de réseaux de Bragg inscrits dans les guides planaires hydrogénés ($G_s^{H_2}$) soumis à des recuits isochrones de durée 30 min par pas de 50 K . Les conditions de dégazage de l'hydrogène constituent le paramètre de l'étude. La stabilité thermique de réseaux de Bragg inscrits dans des guides hypersensibilisés par de l'UV (G_s^{hyper}) est également présentée.

6 jours à 110°C conserve quel que soit T une valeur supérieure à celle du réseau placé pendant 30 jours à température ambiante. L'écart moyen entre les deux courbes est de l'ordre de 0.1. Pour le guide dégazé 30 jours à 35°C , l'amplitude de modulation d'indice chute dès les premiers paliers de température de recuit. Au contraire lorsque le guide a été placé 6 jours à 110°C , la variation de l'amplitude de modulation d'indice normalisée reste constante égale à 1 jusqu'au palier de recuit 473 K . Puis à partir de ce palier de température, les évolutions des $NI_{mod}(30 \text{ min}, T)$ des deux réseaux présentent un aspect similaire. De l'analyse des résultats présentés sur la figure 4.2, on peut conclure que le placement du wafer dans le four à 110°C pendant 6 jours a donc effectivement passivé le réseaux de Bragg en détruisant les espèces hydrogénées peu stables formées lors de l'insolation du guide chargé en hydrogène.

Cependant, l'évolution de $NI_{mod}(30 \text{ min}, T)$ correspondant au guide hydrogéné et dégazé à température ambiante reste significativement supérieure à celle du guide hypersensibilisé par UV (représenté par les croix sur la figure 4.2). Ce résultat permet donc de conclure que la modulation d'indice des réseaux inscrits dans les guides hydrogénés s'avère plus stable que celle de réseaux inscrits dans les guides planaires hypersensibilisés par UV.

Ce résultat est différent de celui établi lors d'études menées dans les fibres germanosilicates [32] ainsi que dans les fibres germanosilicates codopées par du bore [31]. En effet, il a été montré que la modulation d'indice créée dans les fibres hypersensibilisées est plus stable que celle créée

dans les fibres hydrogénées. En revanche, notre résultat est en accord avec les conclusions des travaux menés sur la stabilité des réseaux écrits dans les fibres phosphosilicates [96]. Notre étude démontre en outre de façon significative les écarts de stabilités entre les deux procédés de sensibilisation.

Conclusion *Les résultats de ces études montrent que les caractéristiques spectrales (R et λ_B) des réseaux inscrits dans les guides planaires germano-phosphosilicates par la méthode d'hydrogénation se révèlent plus stables que celles de réseaux écrits par la méthode d'hypersensibilisation UV. De plus, lorsque le guide est chargé en hydrogène, la stabilité de la modulation est semblable à celle de la variation d'indice moyen. Le contraste du réseau reste par conséquent constant à 1. A l'inverse, le contraste d'un réseau photoinscrit dans un guide hypersensibilisé UV évolue avec le temps.*

Chapitre 5

Synthèse générale

5.1 Choix de la méthode de sensibilisation des guides planaires pour la réalisation du MIE

Nous avons étudié la photosensibilité des guides planaires phospho-germanosilicates sensibilisés sous l'effet d'insolations réalisées par un laser à KrF. Les procédés de sensibilisation choisies ont été la méthode d'hydrogénation, l'hypersensibilisation par UV ainsi que la méthode de chargement en hydroxyles. Nous rappelons les résultats qui se dégagent de ces études.

Dans les conditions d'insolations utilisées dans nos expériences, quelle que soit la méthode de sensibilisation, les inscriptions conduisent à formation de réseaux de type I. Les trois méthodes d'hypersensibilisation amènent un gain en photosensibilité en référence à un guide non traité. Cependant, il est apparu que la méthode de chargement en hydroxyles ne permet pas d'obtenir une photosensibilité du guide suffisante pour la réalisation du MIE. Par conséquent dans la suite, la comparaison porte uniquement sur les procédés d'hydrogénation et d'hypersensibilisation par UV. Les variations d'indice créées (Δn_{mod} et Δn_{mod}), la biréfringence photoinduite par les insolations et la stabilité thermique des réseaux de Bragg constituent les variables du choix.

Modulation d'indice . Comme il a été montré sur la figure 3.2, le gain en photosensibilité amené par la méthode d'hydrogénation s'avère supérieur à celui induit par la méthode d'hypersensibilisation UV. .. Les cinétiques d'inscription de réseaux de Bragg sont plus rapides dans les guides hydrogénés. L'utilisation de ce procédé conduit donc à un gain de temps. Par exemple, pour obtenir une modulation d'indice de 7×10^{-4} , la densité d'énergie par tirs F_i étant fixée à

200 mJ/cm^2 , il faut insoler le guide hydrogéné d'un nombre de tirs $N_i = 4400$. Par comparaison, dans un guide hypersensibilisé par une insolation uniforme ($N_{pre} = 40000$, $F_{pre} = 220 \text{ mJ/cm}^2$), 19000 tirs à l'inscription du réseau sont nécessaires. ... Dans les guides chargés en H_2 , nous avons montré que la croissance de Δn_{mod} est linéaire en fonction de la fluence cumulée F_c dans l'intervalle $[0; 1.5 \text{ kJ/cm}^2]$ pour des valeurs de modulation d'indice inférieures à 10^{-3} .

Variation d'indice moyen . Pour les deux procédés, les allures des cinétiques de croissance Δn_{mod} et Δn_{moy} sont similaires. Néanmoins, les valeurs du contraste à l'inscription C diffèrent suivant la méthode. En effet, la valeur de l'indice moyen augmente plus vite que celle de la modulation dans le guide hypersensibilisé UV. Le contraste chute au début de l'inscription ($N_i < 3000$) puis se stabilise et reste constant à ~ 0.7 . Dans les guides hydrogénés, pour des variations d'indice inférieures à 2×10^{-3} , la valeur de modulation d'indice est toujours supérieure à celle de l'indice moyen. Par conséquent, $C > 1$ dans la gamme de nombre d'impulsions N_i $[0; 20000]$. .. Il faut noter que dans le cas des guides hypersensibilisés UV, la marche d'indice créée lors de la sensibilisation est sous certaines conditions, susceptible de rendre le guide bimode dans la région traitée. Ce comportement s'avère être un inconvénient prohibitif pour la réalisation du MIE.

Biréfringence de phase photoinduite Pour une même valeur de modulation, la biréfringence induite dans les guides hydrogénés est inférieure à celle induite dans les guides hypersensibilisés. Plus précisément, pour une modulation Δn_{mod} fixée à 7×10^{-4} , la biréfringence est égale à 2×10^{-5} lorsque le guide est hydrogéné alors que B_φ est de l'ordre de 3×10^{-5} dans les guides hypersensibilisés par de l'UV.

Stabilité thermique des réseaux de Bragg . L'étude de la stabilité thermique des variations d'indice (Δn_{mod} et Δn_{moy}) a montré que les réseaux de Bragg écrits dans les guides hydrogénés restent plus stables que ceux écrits dans les guides hypersensibilisés UV. .. Les évolutions de NI_{mod} et NI_{moy} ont été trouvées similaires lorsque le guide est chargé en hydrogène et ce, pour tout les durées de recuits isochrone (30 min , 24 h , 8 jours).

Conclusion *La méthode d'hydrogénation constitue la méthode la plus efficace pour l'inscription des réseaux de Bragg dans les guides planaires germano-phosphosilicates. Le chargement en hydrogène offre par rapport à l'hypersensibilisation UV, les avantages suivants : gain en durée de*

préparation des échantillons et gain en durée d'insolation laser pour obtenir une valeur de modulation donnée, création d'une variation d'indice moyen limitée (le contraste C du réseau reste inférieur à 1 pour des variations d'indice de réfraction $\Delta n \leq 2 \times 10^{-3}$, biréfringence de phase photoinduite inférieure (pour une même valeur d'amplitude de modulation d'indice), variation d'indice linéaire avec la fluence cumulée pour $\Delta n \leq 1 \times 10^{-3}$. Par ailleurs, l'argument souvent avancé dans la littérature de la diffusion rapide de l'hydrogène hors du guide ne constitue pas un problème majeur dans cette étude. Nous avons en effet montré que ce procédé de sensibilisation est bien adapté à la réalisation du MIE à réseaux de Bragg dans un guide planaire. En effet, un chargement du guide planaire en hydrogène à une température de 110°C permet de maintenir la photosensibilité constante pendant environ 9 h. Cette durée de permanence s'avère suffisante pour inscrire les réseaux de Bragg dans les bras de l'interféromètre et pour réaliser l'adaptation fine des déphasages optiques par insolation uniforme des bras.

Les résultats obtenus sur la stabilité thermique des réseaux de Bragg confirment la pertinence du choix de la méthode d'hydrogénation. A partir des destructions isochrones de réseaux photoinscrits dans des guides hydrogénés, nous avons reconstitué la décroissance isotherme d'un réseau soumis à une température de 423K. Cette prédiction s'est révélée en bon accord avec les mesures expérimentales réalisées. Ceci constitue un test de validité du modèle utilisé pour déterminer les conditions de passivation des réseaux par la méthode du vieillissement accéléré. Ainsi, les conditions de passivation ont été déterminées afin de disposer de composants stables au sens défini par le cahier des charges du MIE.

En outre, les résultats soulignent également l'influence de l'élément phosphore dans le dopage du coeur du guide planaire. Les allures en " S " des cinétiques de photoinscription de réseaux écrits dans les guides hydrogénés, la sensibilisation par élévation de température (à relativement basse température 110°C) du guide chargé en hydrogène, la meilleure stabilité des réseaux écrits dans les guides hydrogénés par rapport aux réseaux écrits dans les guides hypersensibilisés UV, sont autant d'éléments caractéristiques de la présence de phosphore dans la matrice vitreuse. Cependant dans le cas de guide ou fibre en verre phosphosilicate, la photosensibilité n'est obtenue que si le matériau est insolé par un laser de longueur d'onde $\lambda_p \leq 193\text{nm}$. Le codopage du coeur par du germanium a donc constitué un facteur déterminant pour l'inscription de réseaux de Bragg avec un laser à KrF ($\lambda_p = 248\text{nm}$).

5.2 Réalisation du MIE à base de réseaux de Bragg photoinscrits sur les bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder

Un système prototype élaboré par le consortium Platon a été réalisé. Il s'agit d'un MIE simple voie (1 voie *Entrée*, 1 voie *Extraction*, 1 voie *Insertion*, 1 voie *Sortie*) conçu pour fonctionner avec des canaux espacés de 100 GHz . Les deux réseaux de Bragg apodisés ont été inscrits successivement sur les bras de l'interféromètre de Mach-Zehnder (inscriptions réalisées à l'IPHT par M. Becker). S'appuyant sur les résultats de mes travaux, les guides planaires avaient été préalablement sensibilisés par la méthode d'hydrogénation. Les insulations uniformes (marches d'indice) qui ajustent le déphasage de l'interféromètre ont également été effectuées dans les guides hydrogénés.

Le prototype a ensuite été caractérisé par Lucent Technologies. Les performances du MIE sont proches de celles définies dans le cahier des charges. Plus précisément, lorsque le composant est en configuration *Extraction*, la largeur spectrale du filtre, les pertes d'insertion, la dispersion des modes de polarisation (PMD), les pertes dépendant de la polarisation (PDL) et la dispersion chromatique sont correctes. En revanche l'isolation entre canaux extrait et transmis n'atteint que 12 dB lorsque les canaux transmis sont les plus proches voisins de celui extrait (valeur cible fixée à 25 dB). Pour la configuration *Transit*, les valeurs d'isolation, de pertes d'insertion, de la PMD et de la dispersion chromatique sont acceptables tandis que la PDL reste trop élevée pour certains canaux. Enfin, lorsque le MIE est en configuration *Insertion*, la largeur spectrale du filtre, l'isolation, la PMD, et la dispersion chromatique répondent aux spécifications. Par contre, les pertes d'insertion et la PDL mesurées respectivement à 16 dB et 2 dB restent supérieures aux valeurs attendues (respectivement définies à 7 dB et 0.5 dB). Par ailleurs, le composant testé dans un réseau de débit 10 Gbit/s a montré un comportement conforme avec celui attendu.

Le MIE réalisé a montré des performances intéressantes et se révèle prometteur. A la fin du projet Platon, la capacité de filtrage du MIE reste cependant insuffisante pour l'exploitation immédiate du composant. Avant de passer à une phase d'industrialisation, certaines spécifications (isolation et pertes d'insertion) doivent faire l'objet de développement. Les commutateurs thermo-optiques doivent également être implantés sur les guides afin d'obtenir une accordabilité des filtres. Les fonctionnalités du composant (MIE reconfigurable) s'en trouveront ainsi augmentées.

Deuxième partie

Étude de la photosensibilité de fibres
microstructurées germanosilicates ou
phosphosilicates sous l'effet d'une
insolation par un laser à ArF

Chapitre 6

Méthodes expérimentales

6.1 Description des fibres microstructurées

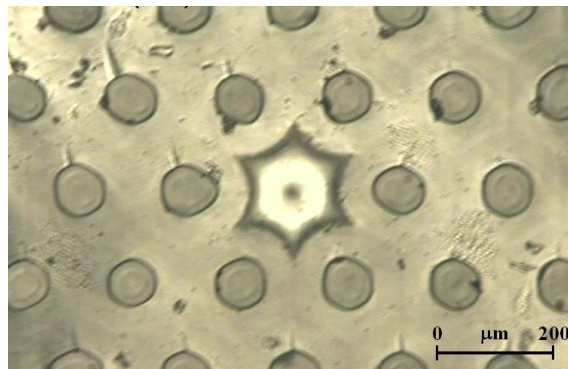


FIG. 6.1 – Cliché MEB de la canne millistructurée obtenue après un premier étirage de la préforme de fibre phosphosilicate (d'après Alcatel Recherches & Innovations).

Les fibres microstructurées utilisées dans notre étude ont été réalisées par Alcatel Recherches & Innovations (Marcoussis). La fabrication s'est effectuée en deux étapes, l'assemblage de la préforme puis son étirage en fibre. Dans un premier temps, des préformes ont été fabriquées : des capillaires et des barreaux de silice de quelques millimètres de diamètre sont assemblés et introduits dans un tube. Le barreau central en silice est par la suite remplacé par un barreau de silice dopé : barreau dopé par du phosphore pour la préforme phosphosilicate, barreau dopé par du germanium pour la préforme germanosilicate. Dans les deux cas, les barreaux ont été fabriqués par la méthode MCVD. La concentration du dopage dans le barreau phosphosilicate est de l'ordre de 4% mol. P_2O_5 tandis qu'elle atteint 12% mol. GeO_2 dans le barreau germanosilicate. Dans un second temps, la préforme est étirée dans une tour de fibrage conventionnelle.

Afin d'obtenir un diamètre de coeur de la fibre inférieur à $5\ \mu\text{m}$, un fibrage en deux étapes a été nécessaire. Un premier tirage de la préforme a permis d'obtenir une canne millistructurée de diamètre $3\ \text{mm}$ dont le cliché MEB est présenté sur la figure 6.1. Puis la canne a été manchonnée dans un tube de diamètre extérieur égal à $5\ \text{mm}$, formant alors une nouvelle préforme. Cette dernière est ensuite étirée, la fibre microstructurée définitive est obtenue. Les figures 6.2 présentent les clichés MEB des sections des fibres à la fin de leurs fabrications.

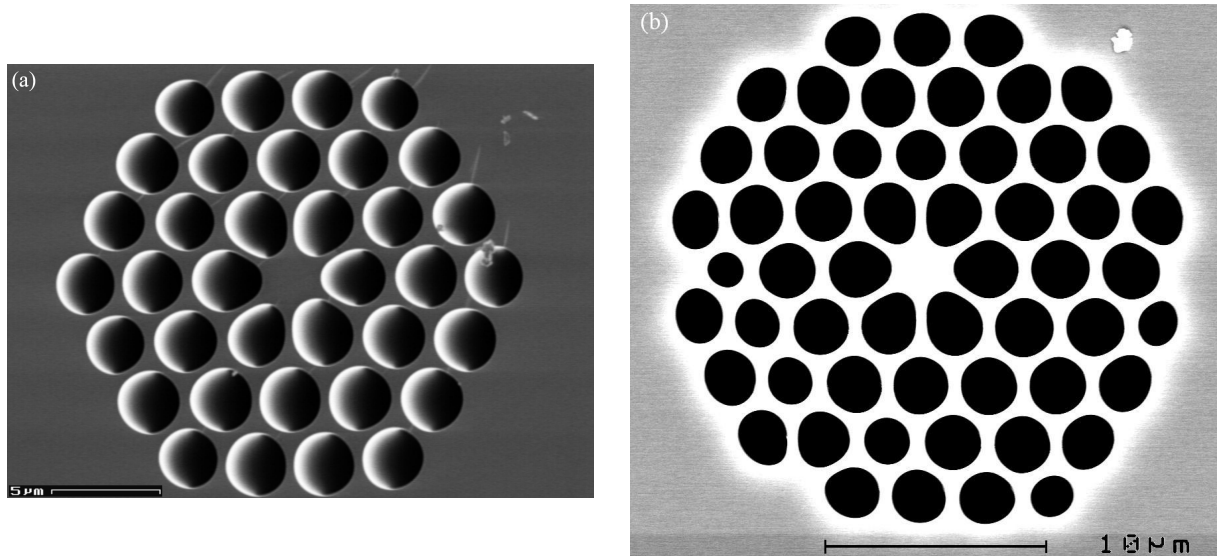


FIG. 6.2 – Clichés MEB de la section des fibres microstructurées (fig. (a)) fibre phosphosilicate, (fig. (b)) fibre germanosilicate.

Comme il apparaît sur les figures 6.2, les géométries des fibres microstructurées sont similaires. Le diamètre extérieur des fibres est égal à $125\ \mu\text{m}$. Les diamètres de coeur obtenus sont estimés à $2.6\ \mu\text{m}$, les diamètres des trous sont de l'ordre de $2.5\ \mu\text{m}$ et le pas Λ est égal à $3\ \mu\text{m}$. Une différence de structure peut néanmoins être notée, 3 couronnes entourent le coeur de la fibre phosphosilicate tandis que le nombre de couronnes s'élève à 4 pour la fibre germanosilicate.

6.2 Modélisation des fibres microstructurées

Dans cette section, de la même façon que pour les guides planaires, nous avons cherché à déterminer les indices effectifs associés à la propagation des modes guidés dans les fibres microstructurées. Nous nous sommes également proposé d'estimer l'intégrale de recouvrement du mode fondamental dans chacune des fibres.

Indices effectifs des modes guidés La modélisation repose sur la méthode des éléments finis (MEF). Le logiciel Consol Multiphysics a été retenu. Ce logiciel permet en effet par l'acquisition d'un cliché MEB, de considérer la géométrie réelle des fibres microstructurées. En ce sens, les défauts de la fibre (par comparaison à une structure idéale) introduits par le tirage tels que par exemple les trous non circulaires et le pas non constant, sont pris en compte dans la modélisation.

Afin de déterminer les paramètres d'entrée de la simulation, plusieurs hypothèses ont été posées. 1) L'indice de réfraction du coeur photosensible (qui correspond à la région dopée) est déterminé à partir des concentrations de dopage des barreaux de préforme. 2) Nous avons supposé que le coeur photosensible est de géométrie circulaire et que son extension dans le coeur de la fibre suit de façon homothétique celle mesurée dans la barreau de la préforme. La figure 6.3 présente le profil transverse de la norme du champ électrique du mode fondamental calculé dans la fibre phosphosilicate.

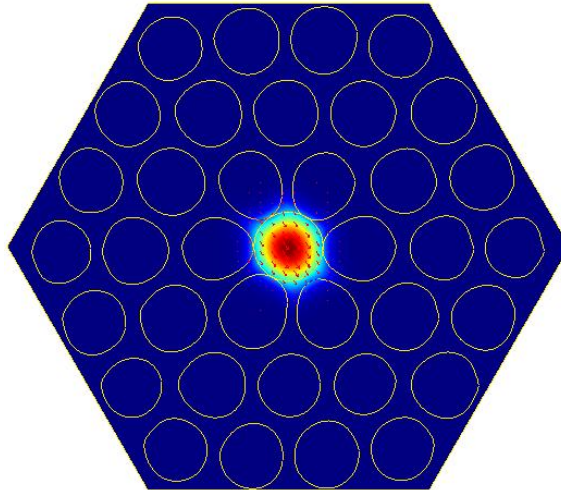


FIG. 6.3 – Répartition transverse du champ électrique du mode fondamental guidé dans la fibre microstructurée phosphosilicate.

Les résultats des simulations effectuées à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu m$ indiquent que les fibres sont multimodes. Les indices effectifs des trois premiers modes sont reportés dans le tableau 6.1.

Numéro du mode	$1\perp$	$1\parallel$	$2\perp$	$2\parallel$	$3\perp$	$3\parallel$
Fibre dopée <i>P</i>	1.4018	1.4010	1.3354	1.3339	1.3228	1.3218
Fibre dopée <i>Ge</i>	1.4053	1.4052	1.3489	1.3469	1.3449	1.3438

TAB. 6.1 – Indice effectif des premiers modes localisés dans le coeur des fibres microstructurées à la longueur d'onde. Les simulations ont été effectuées à la longueur d'onde $\lambda = 1.55 \mu m$.

Biréfringence de phase des fibres microstructurées Comme le montrent les résultats des simulations précédentes, les fibres présentent un caractère biréfringent. La biréfringence de phase $B\varphi$ déduite de la différence des indices effectifs des modes fondamentaux est de l'ordre de 8×10^{-4} pour la fibre phosphosilicate et 1×10^{-4} pour la fibre germanosilicate.

Intégrale de recouvrement du mode fondamental Pour cette simulation, nous avons considéré la définition proposée par B.J. Eggleton et al. pour les fibres microstructurées [52]. Plus précisément, l'intégrale de recouvrement du mode η est définie comme la proportion de la puissance optique guidée dans le coeur photosensible (zone dopée) par rapport à la puissance totale véhiculée par le mode. La valeur de η du mode fondamental est estimée à 0.70 ± 0.1 dans la fibre phosphosilicate alors qu'elle est de l'ordre de 0.65 ± 0.1 dans la fibre germanosilicate.

6.3 Méthodes de sensibilisation des échantillons

Nous avons tout d'abord montré que des réseaux de Bragg peuvent être inscrits dans des fibres non sensibilisées à condition d'utiliser un laser à ArF pour réaliser les inscriptions. Les résultats relatifs à ces inscriptions sont présentés dans l'annexe H. Les faibles variations d'indice obtenues dans ces expériences (Δn_{mod} de l'ordre de 1×10^{-4} dans les fibres phosphosilicates et 4×10^{-4} dans les fibres germanosilicates) montrent qu'il est le plus souvent nécessaire de sensibiliser les fibres. A cet effet, deux procédés ont été retenus : chargement des fibres par hydrogène et hypersensibilisation.

6.3.1 Procédé d'hydrogénation

6.3.1.1 Diffusion d'hydrogène dans les fibres microstructurées

Les premières inscriptions de réseaux de Bragg que nous avons effectuées dans les fibres microstructurées hydrogénées de longueur fixée à 1 m n'ont pas révélé de gain en photosensibilité par rapport aux inscriptions réalisées dans les fibres non traitées. Ces résultats, en désaccord avec ceux obtenus dans les fibres conventionnelles à saut d'indice, montrent que la durée de désorption de l'hydrogène moléculaire dans ces fibres microstructurées est inférieure à celle requise pour l'inscription du réseau de Bragg (de l'ordre de 20 min). Bien que le diamètre extérieur des fibres soit égal à $125\ \mu\text{m}$, l'hydrogène diffuse hors du coeur par les deux extrémités de la fibre via

les trous d'air qui forment la première couronne [56]. Le problème de diffusion dans ce type de fibres peut ainsi être modélisé par la diffusion de H_2 hors d'un barreau de silice cylindrique homogène de diamètre $2.6 \mu m$ [104]. L'évolution de la pression de l'hydrogène au centre du coeur de la fibre microstructurée à température ambiante est présentée en fonction du temps sur la figure 6.4. L'examen de la figure met en évidence une durée d'exo-diffusion complète de l'hydrogène hors du coeur (pression normalisée résiduelle inférieure à 0.01) de 12 min . Cette durée caractéristique s'avère en effet inférieure à celle constituée par la préparation de la fibre (sortie de la cuve d'hydrogénation, dénudage de la fibre, réglage du banc d'inscription) et par l'inscription du réseau de Bragg. Rappelons que pour une fibre à saut d'indice standard SMF28, la durée disponible pour l'inscription à température ambiante (c'est-à-dire à photosensibilité constante) est de l'ordre de 12 h .

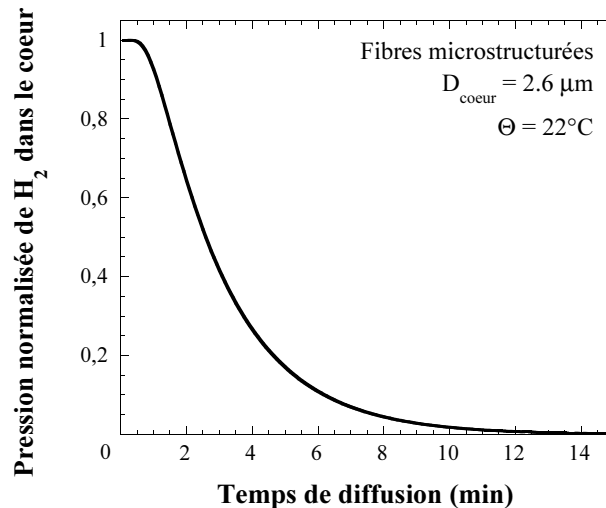


FIG. 6.4 – Évolution de la pression d'hydrogène au centre du coeur de la fibre microstructurée placée à l'air libre en fonction du temps.

De ce fait, nous avons décidé de souder des fibres unimodales standard à chaque extrémité des fibres microstructurées et ceci de façon à boucher les trous en extrémité des fibres microstructurées. Ces soudures ont été réalisées bien sûr avant chargement en hydrogène.

6.3.1.2 Détails expérimentaux relatifs au chargement des fibres en hydrogène

Préparation de la fibre microstructurée avant son chargement en hydrogène Les épissures ont été réalisées à l'aide d'une soudeuse commerciale (Sumitomo, type 35SE-RC) dont les paramètres de fusion sont consignés dans le programme SMF-SMF. L'alignement des fibres

est quand à lui effectué “manuellement”. Plus précisément, une extrémité de chaque fibre est disposée devant les électrodes de la soudeuse, l’extrémité libre de la fibre SMF28 est connectée à la source IR Tunicas tandis que celle de la fibre microstructurée est reliée au mesureur de puissance Rifocs. Lorsque l’alignement des fibres est optimisé (par le positionnement des fibres suivant les 3 dimensions), c’est-à-dire lorsque la puissance du flux lumineux injecté dans la fibre SMF28 et collecté par le mesureur de puissance via la fibre microstructurée est maximale, l’épissure est réalisée. Un exemple d’alignement des fibres (fig. (a) et (b)) et d’épissure de fibres SMF28 et microstructurée (fig. (c)) est présenté sur les figures 6.5.

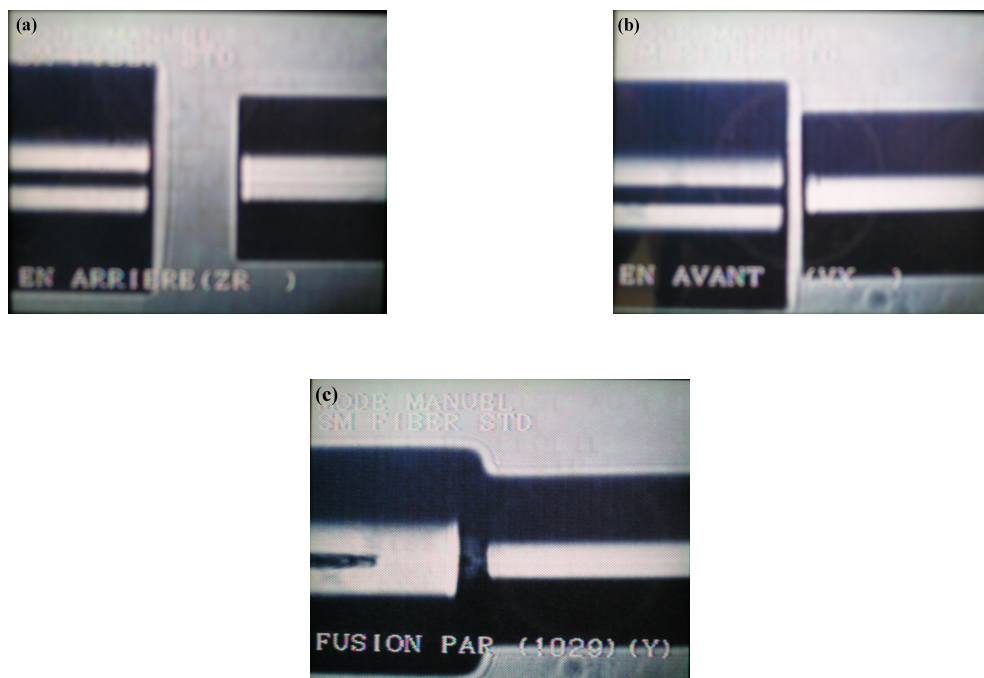


FIG. 6.5 – Visualisation sur l’écran de la soudeuse Sumitomo de l’alignement des fibres (fig. (a-b)) et de l’épissure d’une fibre SMF28 à une fibre microstructurée (fig. (c)). La fibre placée sur la droite correspond à la fibre microstructurée.

De la même façon, une seconde épissure entre l’autre extrémité de la fibre microstructurée et une nouvelle fibre SMF28 est effectuée. Chaque épissure est ensuite protégée et consolidée à l’aide d’une “recoateuse”. Une gaine de protection en polymère est appliquée sur la région où les fibres ont été dénudées. Typiquement, les pertes obtenues après les épissures de la fibre microstructurée avec les deux fibres SMF28 sont de l’ordre de 9–10 *dB*. Ce niveau de perte reste élevé par rapport aux résultats publiés dans la littérature [105, 106, 107, 108]. En particulier, B. Bourliaguet et al. montrent que la modification des paramètres d’épissure d’une soudeuse commerciale Sumitomo tels que la durée et la puissance de l’arc, permet de réduire les pertes engendrées par l’épissure

d'une fibre microstructurée à une fibre SMF28 à des valeurs comprises entre 0.7 et 1.1 dB [108]. Cependant, dans notre cas, les pertes proviennent en grande partie de la mauvaise adaptation de la taille des modes des fibres. En effet, les écarts importants des rayons des coeurs de fibres (donc des rayons des modes guidés) induisent des pertes de l'ordre de 5 dB pour une épaisseur (relations E.2 et E.3). Cette valeur de pertes ne constitue néanmoins par un problème majeur pour suivre les cinétiques d'inscription des réseaux de Bragg dans la mesure où le dispositif expérimental utilisé reste très sensible. Le mesureur de puissance permet en effet de détecter des flux lumineux dont la puissance est de l'ordre du nW .

Chargement des fibres en hydrogène Les conditions de chargement en hydrogène des fibres sont rassemblées dans le tableau 6.2. Les conditions retenues permettent de saturer en H_2 les coeurs des fibres.

Type de fibre	Fibre à saut d'indice dopée P	Fibre à saut d'indice dopée Ge	Fibres microstructurées dopée P ou dopée Ge
Conditions d'hydrogénation	140 atm, 110°C, 3 jours	140 atm, 22°C, 30 jours	140 atm, 100°C, 3 jours

TAB. 6.2 – Conditions de chargement en hydrogène des fibres à saut d'indice et fibres microstructurées.

6.3.2 Procédé d'hypersensibilisation par insolation uniforme des fibres microstructurées germanosilicates

Le procédé d'hypersensibilisation UV a consisté tout d'abord à charger la fibre en H_2 sous haute pression ($P = 140 atm$) suivant le processus d'hydrogénation accéléré présenté dans la section précédente (110°C durant 3 jours). Le coeur des échantillons est ensuite insolé uniformément au moyen d'un spot en provenance du laser à ArF. Le nombre de tirs reçus par l'échantillon et la densité d'énergie par impulsion sont respectivement notés N_{pre} et F_{pre} . Afin de ne pas multiplier les expériences, nous avons retenu de façon arbitraire la valeur de fluence cumulée $F_c = 320 J/cm^2$, avec $F_{pre} = 160 mJ/cm^2$ et $N_{pre} = 1600$. Cette valeur est effectivement celle qui amène un gain maximal de photosensibilité dans une fibre SMF28 [103, 32]. La longueur de fibre insolée a été fixée à 2 cm. Après l'insolation uniforme, l'échantillon est déshydrogéné en le plaçant dans une enceinte chauffante à 100°C durant 3 jours. Les résultats de l'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres dopées par du germanium sont présentés dans l'annexe I.

6.4 Montages expérimentaux permettant de photoinscrire et de détruire thermiquement les réseaux de Bragg

Photoinscription des réseaux de Bragg L'inscription des réseaux de Bragg a été réalisée à l'aide de masques de phase. Le dispositif expérimental est décrit dans le mémoire de thèse de M. Lancry [32]. Un récapitulatif des caractéristiques des masques de phase que nous avons utilisés est présenté dans le tableau 6.3. Pour insoler les fibres, le laser ArF dont les caractéristiques sont consignées dans le tableau 1.5 a été utilisé.

Type de fibre	Fibre à saut d'indice dopée P	Fibre à saut d'indice dopée Ge	Fibres microstructurées dopée P ou dopée Ge
Masque de phase : pas Λ efficacité e dans l'ordre 0	$\Lambda = 1057 \text{ nm}$ $e = 3.2\%$	$\Lambda = 1061 \text{ nm}$ $e = 1\%$	$\Lambda = 1106 \text{ nm}$ $e = 2.3\%$

TAB. 6.3 – Caractéristiques des masques de phase utilisés pour photoinscrire les réseaux de Bragg dans les fibres.

Vieillessement accéléré des réseaux de Bragg Nous avons choisi d'utiliser la méthode de recuit isochrone. Le montage expérimental permettant d'effectuer les élévations thermiques isochrones est décrit dans la section 1.3.4.

Chapitre 7

Inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées chargées en hydrogène

Les résultats sont présentés sous la forme d'un article publié dans *Applied Optics* [109]. Il s'agit d'une comparaison de l'efficacité d'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées phosphosilicates et germanosilicates, les cinétiques de croissance de réseaux dans les fibres à saut d'indice constituant une référence. Nous décrivons ensuite l'influence de la microstructuration sur le champ de franges qui insole le coeur des fibres.

Annexe A

Multiplexeur Insertion/Extraction (MIE) réalisé à base de réseaux de Bragg

inscrits sur les bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder

Principe : Le concept du MIE réalisé à partir de réseaux de Bragg photoinscrits dans la zone centrale d'un interféromètre de Mach-Zehnder a été proposé en 1987 par D.C. Johnson et al. [110]. La configuration de ce composant permet de réaliser simultanément les fonctions insertion et extraction de signaux optiques. Le composant est décrit sur la figure A.1. Les bras de l'interféromètre sont symétriques (de même longueur), et sont reliés aux ports d'entrée et de sortie par l'intermédiaire de deux coupleurs 3dB disposés en série. Deux réseaux de Bragg identiques (de même réflectivité R et centrés sur la même longueur d'onde λ_2) sont inscrits dans le coeur des guides qui forment les bras de l'interféromètre.

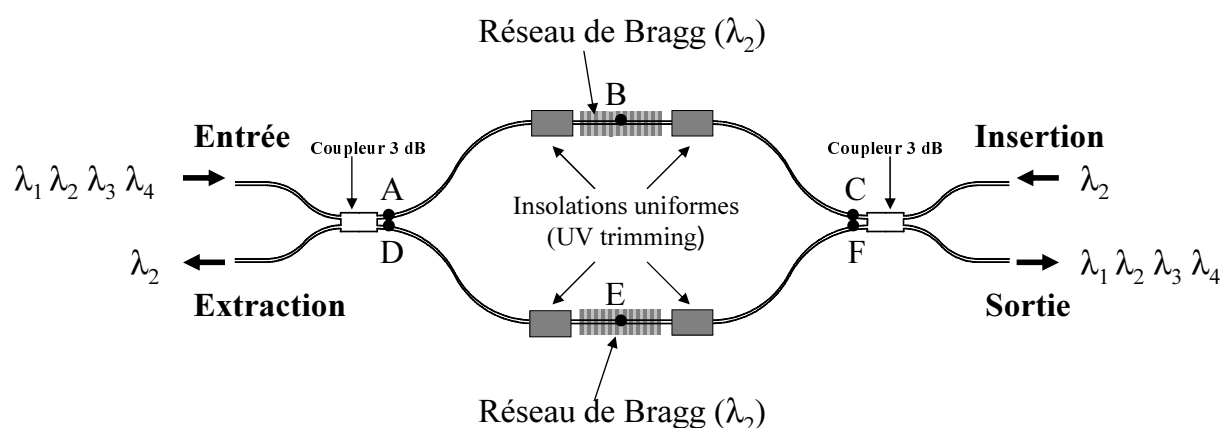


FIG. A.1 – Multiplexeur Insertion Extraction à interféromètre de Mach-Zehnder : deux réseaux de Bragg identiques sont inscrits dans les deux bras de l'interféromètre.

Un signal optique comprenant plusieurs porteuses à différentes longueurs d'onde ($\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4$)

est inséré sur la voie nommée *Entrée*. Le flux lumineux est ensuite réparti de façon égale dans les deux bras de l'interféromètre par l'intermédiaire du premier coupleur $3dB$. Alors que les canaux $\lambda_1 \lambda_3 \lambda_4$ sont transmis jusqu'au second coupleur, le signal optique à longueur d'onde λ_2 est réfléchi par les réseaux de Bragg photoinscrits dans chacun des bras de l'interféromètre. La fonction extraction consiste ici à récupérer la totalité de la puissance optique du signal λ_2 dans la seconde voie de l'interféromètre (port *Extraction*). Cette fonction est réalisée uniquement si les deux signaux λ_2 réfléchis par les réseaux de Bragg se recombinent constructivement au niveau du coupleur $3dB$. Plus précisément, la différence de phase introduite par le trajet aller-retour entre les points AB et DE (sorties du coupleur : A, D ; réflexions sur les RB : B, E) doit être rigoureusement égale à un multiple de 2π . Dans le cas contraire, une partie du signal réfléchi est transmise dans le port *Entrée* (dans lequel le signal incident a été injecté), on parle de Signaux Retour en Voie Entrée. Expérimentalement, afin de minimiser cette réflexion parasite, l'ajustement du déphasage s'effectue à l'aide d'une insolation UV uniforme du coeur du guide (modifiant localement l'indice de réfraction) dans la région des bras située devant les RB.

De la même façon, la fonction insertion est réalisée si la totalité du signal à la longueur d'onde λ_2 injecté dans le troisième port de l'interféromètre (port *Insertion*) est récupérée dans le port *Sortie*. Pour cela, la condition de déphasage introduite par le trajet aller-retour entre les points CB et FE égale à 2π doit être satisfaite. Dans le cas contraire, une réflexion parasite est transmise dans le port *Insertion* (Signaux Retour en Voie Insertion). L'éventuel rééquilibrage de l'interféromètre s'effectue au moyen d'insolations UV uniformes du coeur des guides situés après les RB. Ces secondes irradiations ultraviolettes permettent également d'ajuster le déphasage en transmission induit par les réseaux de Bragg et donc d'optimiser la transmission des signaux aux longueurs d'onde ($\lambda_1 \lambda_3 \lambda_4$). Le flux lumineux résultant de la transmission des canaux optiques ($\lambda_1 \lambda_3 \lambda_4$) et de l'insertion du canal λ_2 est alors dirigé vers le port *Sortie*.

Fonctionnalité du composant cible : L'objectif poursuivi dans le projet Platon est la réalisation d'un MIE reconfigurable. En ce sens, le composant doit pouvoir insérer/extraire ou transmettre n canaux C_i pour $1 \leq i \leq n$ parmi N d'une part et transmettre de façon systématique les canaux C_i tels que $n + 1 \leq i \leq N$ d'autre part. Le composant peut se définir de la façon suivante : il doit être capable d'insérer/extraire un nombre de canaux compris entre 0 et n parmi N canaux optiques. La structure du composant est schématisée sur la figure A.2. Les

voies optiques se composent d'un port *Entrée*, un port *Sortie*, n ports $Inséré_k$ ($1 \leq k \leq n$) et n ports $Extrait_k$ ($1 \leq k \leq n$).

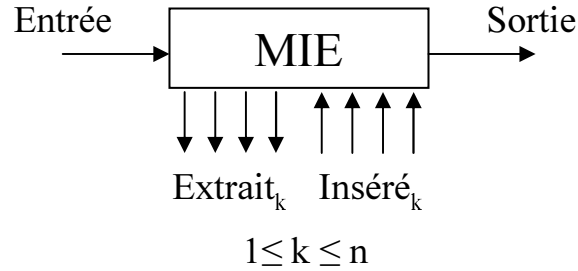


FIG. A.2 – Structure du Multiplexeur Insertion Extraction.

- Le port *Entrée* reçoit les canaux optiques C_i ($1 \leq i \leq N$) du réseau de télécommunication par l'intermédiaire d'une fibre optique. Le MIE peut extraire les canaux C_i tels que $1 \leq i \leq n$.
- Le port *Sortie* transmet les canaux optiques C_i ($1 \leq i \leq N$) au réseau de télécommunication par l'intermédiaire d'une fibre optique. Le MIE peut insérer les canaux C_i tels que $1 \leq i \leq n$.
- Le port $Inséré_k$ ($1 \leq k \leq n$) reçoit d'un utilisateur le canal C_k à insérer au réseau (une fibre optique par canal).
- Le port $Extrait_k$ ($1 \leq k \leq n$) transmet à un utilisateur le canal C_k extrait du réseau (une fibre optique par canal).

MIE reconfigurable : Les canaux C_i tels que $n + 1 \leq i \leq N$ insérés dans le port *Entrée* doivent systématiquement être transmis dans le port *Sortie*. Dans ce cas, la configuration du MIE est fixe et doit satisfaire la seule condition *Entrée* → *Sortie*. A l'inverse, les canaux C_k tels que $1 \leq k \leq n$ peuvent d'une part être insérés ou extraits, ou d'autre part être dirigés vers le port *Sortie*. On parle de MIE reconfigurable, le composant doit pouvoir commuter entre deux configurations :

1. Configuration transit *Entrée* → *Sortie*. Le canal C_k provenant du port *Entrée* est transmis dans le port *Sortie*.
2. Configuration Insertion/Extraction *Entrée* → $Extrait_k$ et $Inséré_k$ → *Sortie*. Le canal C_k provenant du port *Entrée* est envoyé dans le port $Extrait_k$ tandis que le canal C_k provenant du port $Inséré_k$ est envoyé dans le port *Sortie*. Dans cette configuration, le canal C_k est

sélectionné lorsque la longueur d'onde de Bragg des réseaux est ajustée avec la fréquence centrale de C_k .

La commutation de configuration est réalisé par l'ajout d'électrodes placées de part et d'autre des réseaux de Bragg. La longueur d'onde de Bragg des réseaux se translate par effet thermique, permettant la sélection ou non du canal C_k ($1 \leq k \leq n$).

La figure A.3 résume les configurations statique et commutables du MIE selon le canal C_i ($1 \leq i \leq N$).

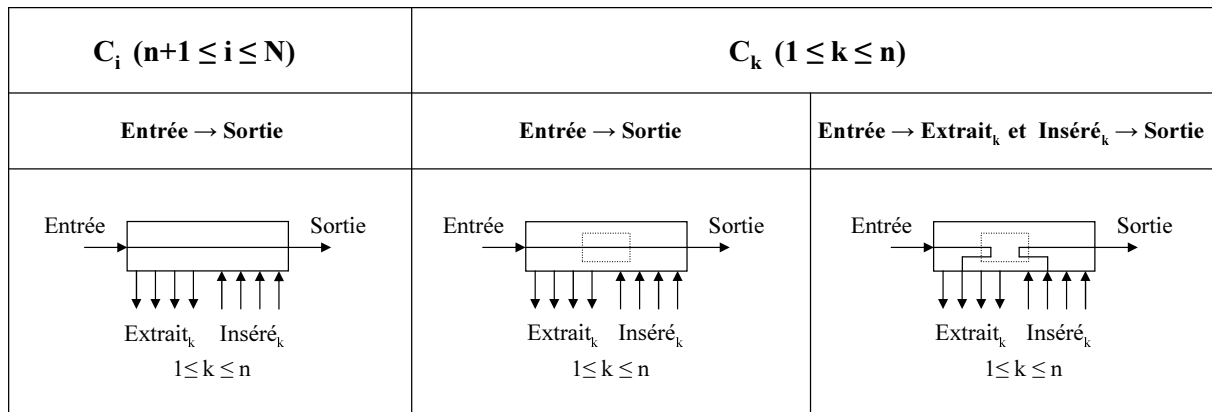


FIG. A.3 – Configurations du Multiplexeur Insertion Extraction.

Spécifications du composant : Les spécifications détaillées du Multiplexeur Insertion Extraction cible sont données dans le tableau A.1.

Groupes	Sous-groupes	Spécifications	Valeurs
Fonctionnalité du MIE	Canaux optiques Configuration des voies	Nombre total de canaux N Nombre n de canaux insérés/extraits Débit maximum autorisé Taux d'erreur binaire (BER) Ports	40 4 10.709 Gbit/s $< 10^{-12}$ <i>Entrée, Sortie, Inséré_k, Extrait_k</i> avec $1 \leq k \leq n$
	Général Configuration Transit ; <i>Entrée</i> → <i>Sortie</i> Configuration Insertion Extraction ; <i>Entrée</i> → <i>Sortie</i> Configuration Insertion Extraction ; <i>Entrée</i> → <i>Extrait_k</i> et <i>Inséré_k</i> → <i>Sortie</i>	Bande spectrale Espace intercanaux Fréquence centrale (THz) Accordabilité Pertes d'insertion Pertes dépendant de la polarisation PDL Dispersion des modes de polarisation PMD Dispersion chromatique Isolation entre les voies <i>Entrée/Extrait_k</i> , <i>Inséré_k/Inséré_i</i> ($i \neq k$), <i>Sortie/Extrait_k</i> , <i>Extrait_k/Extrait_i</i> ($i \neq k$) Pertes des signaux retour Uniformité des pertes des canaux transmis Réjection dans une bande spectrale de 40 GHz Largeur spectrale du filtre à 0.5 dB Réjection à l'extérieur de la bande spectrale de ± 75 GHz	[192 THz; 196.2 THz] ou [1528 nm; 1562 nm] 100 GHz 194.1, 194.2, 194.3, 194.4 En température < 7 dB < 0.5 dB < 1 ps $< \pm 30$ ps/nm > 40 dB > 40 dB < 0.5 dB > 40 dB > 40 GHz > 25 dB
Spécifications dynamiques	Durée de commutation	Durée totale de commutation	< 20 ms
Spécifications de conditionnement	Température et humidité Électrique Connectique	Taux d'humidité Température de stockage Température d'utilisation Puissance consommée Fibres connectées au MIE	0 - 95% [-40°C ; +85°C] [-5°C ; +70°C] < 10 W SMF28

TAB. A.1 – Spécifications du Multiplexeur-Insertion Extraction 4 voies accordable en longueur d'onde.

Annexe B

Le guide d'onde plan rectangulaire : calcul des indices effectifs par la méthode de Marcatili

Le modèle analytique du guide d'onde plan asymétrique [60, 61] est utile pour la compréhension des propriétés de guidage des ondes dans des structures diélectriques. La structure du guide planaire utilisé dans notre étude est plus complexe. Après le dépôt de la couche correspondant au coeur, le guide est gravé par marquage RIE puis est recouvert par la gaine. Cette structure peut donc être assimilée à un milieu diélectrique parfait entourée par d'autres milieux diélectriques parfaits (figure B.1). La détermination des modes de propagation et des indices effectifs de ce type de guide nécessite de mettre en oeuvre d'autres approches du problème.

Ainsi E. Marcatili a développé une approche analytique qui repose sur une approximation : pour une longueur d'onde significativement inférieure à la longueur d'onde de coupure ($\lambda \ll \lambda_c$), la distribution d'énergie du mode est confinée quasi-exclusivement dans la région du coeur [64]. En particulier, l'auteur décompose la section du guide en neuf parties rectangulaires (figure B.1). La région centrale notée 1 représentant le coeur d'indice n_1 est entourée de quatre zones 2, 3, 4, 5 d'indices respectifs n_2, n_3, n_4, n_5 (ayant chacune un côté commun avec le coeur) et de quatre zones hachurées (ayant chacune un sommet commun avec le coeur). E. Marcatili suppose que pour un mode confiné ($\lambda \ll \lambda_c$), le champ électromagnétique est nul dans les régions hachurées et le champ décroît exponentiellement dans les zones 2, 3, 4 et 5¹.

Le milieu supporte un nombre discret de modes guidés. Les modes sont hybrides, c'est-à-dire

¹Cette hypothèse est justifiée lorsque les conditions $\frac{n_1}{n_i} - 1 \ll 1$ avec $2 \leq i \leq 5$ sont satisfaites.

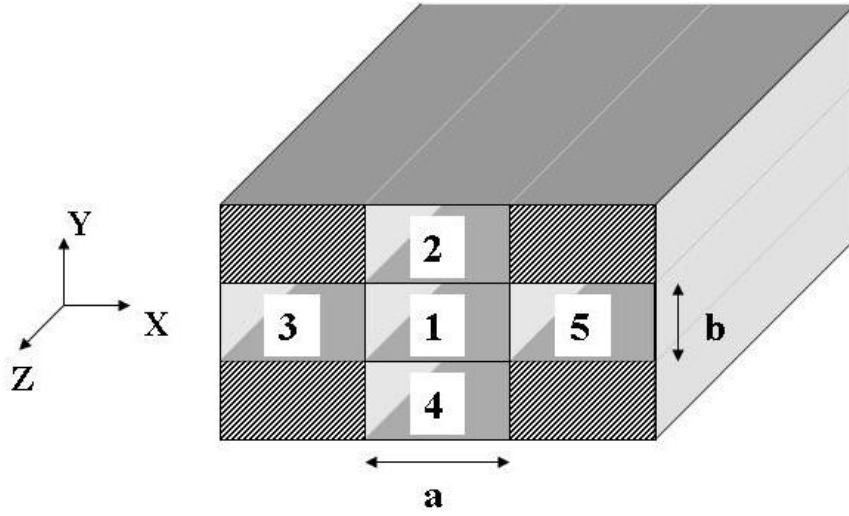


FIG. B.1 – Schéma du guide d'onde plan rectangulaire défini selon E. Marcatili. Les champs électromagnétiques dans les parties hachurées sont considérés nuls. La propagation s'effectue selon l'axe \vec{Oz} .

que les champs associés présentent des composantes longitudinales électrique E_z et magnétique H_z . Deux familles de modes peuvent être distinguées : les modes E_{pq}^x (dont les composantes électromagnétiques transverses E_x et H_y sont prépondérantes) et les modes E_{pq}^y (dont les composantes électromagnétiques transverses E_y et H_x sont prépondérantes). Les indices p et q correspondent ici au nombre d'extrema non nuls du champ électrique ou du champ magnétique respectivement dans les directions x et y . E_{11}^x et E_{11}^y désignent par conséquent les modes fondamentaux. Afin de déterminer les constantes de propagation des modes guidés, nous discernons les deux familles de modes.

– Modes E_{pq}^y (polarisés selon \vec{Oy})

Les constantes de propagation axiale (k_z) et transverses (k_x, k_y) des modes guidés vérifient la relation B.1 :

$$k_z = \sqrt{k_1^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (\text{B.1})$$

dans laquelle

$$k_x = k_{x1} = k_{x2} = k_{x4} \quad (\text{B.2})$$

et

$$k_y = k_{y1} = k_{y3} = k_{y5} \quad (\text{B.3})$$

La géométrie du guide d'onde justifie les relations B.2 et B.3. En effet, la dépendance des champs selon x est identique dans les milieux 1, 2 et 4. De la même façon, la dépendance des champs selon y dans les milieux 1, 3 et 5 est identique.

Les constantes de propagation transverses sont les inconnues des équations transcendentes B.4a et B.4b :

$$k_x a = p\pi - \arctan(k_x \xi_3) - \arctan(k_x \xi_5) \quad (\text{B.4a})$$

$$k_y b = q\pi - \arctan\left(\frac{n_2^2}{n_1^2} k_y \eta_2\right) - \arctan\left(\frac{n_4^2}{n_1^2} k_y \eta_4\right) \quad (\text{B.4b})$$

avec

$$\xi_{3,5} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{A_{3,5}}\right)^2 - k_x^2}} \quad (\text{B.5})$$

$$\eta_{2,4} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{A_{2,4}}\right)^2 - k_y^2}} \quad (\text{B.6})$$

et

$$A_{2,3,4,5} = \frac{\pi}{\sqrt{k_1^2 - k_{2,3,4,5}^2}} = \frac{\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - n_{2,3,4,5}^2}} \quad (\text{B.7})$$

Dans les relations B.4a et B.4b, a et b sont les dimensions de la section du coeur du guide (milieu

1) respectivement selon \vec{Ox} et \vec{Oy} . Notons que les relations B.4a et B.4b sont asymétriques. Cette asymétrie résulte des différentes conditions de continuité des champs aux interfaces selon l'axe \vec{Ox} et selon l'axe \vec{Oy} . Par ailleurs, les amplitudes de chaque composante des champs décroissent exponentiellement suivant x dans les milieux 3 et 5 et suivant y dans les milieux 2 et 4. Les quantités $\xi_{3,5}$ et $\eta_{2,4}$ peuvent donc être assimilées à des profondeurs de pénétration des composantes du champ dans les milieux adjacents au coeur. De la même façon, par analogie au guide d'onde plan asymétrique, les coefficients $A_{2,3,4,5}$ peuvent être considérées comme des épaisseurs maximales sur lesquelles le guide conserve une propagation du type unimodal.

Les relations B.1, B.5 et B.6 contiennent k_x et k_y , inconnues des équations transcendantes B.4a et B.4b. Pour un mode confiné, l'hypothèse que l'énergie se propage principalement dans le milieu 1 peut être formulée. Il vient donc les approximations suivantes : $\left(\frac{k_x A_{3,5}}{\pi}\right)^2 \ll 1$ et $\left(\frac{k_y A_{2,4}}{\pi}\right)^2 \ll 1$.

Il est alors possible de résoudre le système formé des équations transcendantes. On obtient ainsi les expressions des constantes de propagation axiales k_x et k_y :

$$k_x = \frac{p\pi}{a} \left(1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}\right)^{-1} \quad (\text{B.8})$$

$$k_y = \frac{q\pi}{b} \left(1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}\right)^{-1} \quad (\text{B.9})$$

En substituant les relations B.8 et B.9 dans B.1, on obtient ainsi l'expression de k_z :

$$k_z = \sqrt{k_1^2 - \left(\frac{\pi p}{a}\right)^2 \left(1 + \frac{A_3 + A_5}{\pi a}\right)^{-2} - \left(\frac{q\pi}{b}\right)^2 \left(1 + \frac{n_2^2 A_2 + n_4^2 A_4}{\pi n_1^2 b}\right)^{-2}} \quad (\text{B.10})$$

– Modes E_{pq}^x (polarisés selon \vec{Ox})

De la même façon que pour les modes E_{pq}^y , les constantes de propagation axiales des modes E_{pq}^x vérifient :

$$k_x = \frac{p\pi}{b} \left(1 + \frac{n_3^2 A_3 + n_5^2 A_5}{\pi n_1^2 a} \right)^{-1} \quad (\text{B.11})$$

$$k_y = \frac{q\pi}{a} \left(1 + \frac{A_2 + A_4}{\pi b} \right)^{-1} \quad (\text{B.12})$$

En substituant les relations B.11 et B.12 dans B.1, on obtient :

$$k_z = \sqrt{k_1^2 - \left(\frac{\pi p}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{n_3^2 A_3 + n_5^2 A_5}{\pi n_1^2 a} \right)^{-2} - \left(\frac{q\pi}{b} \right)^2 \left(1 + \frac{A_2 + A_4}{\pi b} \right)^{-2}} \quad (\text{B.13})$$

En considérant les paramètres optogéométriques des guides planaires de notre étude (présentés dans la section 1.1.4), les relations B.10 et B.13 peuvent être simplifiées. Le coeur du guide planaire est de section carrée ($a = b$). Le milieu noté 4 correspond à la couche tampon d'indice n_t ($n_4 = n_t$) tandis que les milieux 2, 3, 5 correspondent à la gaine de recouvrement d'indice n_g ($n_2 = n_3 = n_5 = n_g$). Les constantes de propagation longitudinales des modes fondamentaux s'expriment donc sous la forme suivante :

$$\beta_{E_{11}^y} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_c \right)^2 - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{2A_g}{\pi a} \right)^{-2} - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{n_g^2 A_g + n_t^2 A_t}{\pi n_c^2 a} \right)^{-2}} \quad (\text{B.14})$$

$$\beta_{E_{11}^x} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_c \right)^2 - \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{2n_g^2 A_g}{\pi n_c^2 a} \right)^{-2} - \left(\frac{\pi}{h} \right)^2 \left(1 + \frac{A_g + A_t}{\pi a} \right)^{-2}} \quad (\text{B.15})$$

Les indices effectifs des deux modes s'obtiennent alors par la relation B.16 :

$$n_{eff} = \frac{\lambda \beta}{2\pi} \quad (\text{B.16})$$

Annexe C

Détermination de l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} et de la variation d'indice moyen Δn_{moy} dans les guides planaires au cours des expériences de photoinscription et vieillissement accéléré

La valeur de l'amplitude de modulation d'indice Δn_{mod} peut être déterminée à partir de la mesure de la réflectivité R du réseau à la longueur d'onde de Bragg λ_B . L'expression analytique de Δn_{mod} , déduite du formalisme des modes couplés [111], s'écrit :

$$\Delta n_{mod} = \frac{\lambda_B}{\pi\eta L} \tanh^{-1}(\sqrt{R}) \quad (C.1)$$

Dans cette relation, η désigne l'intégrale de recouvrement du mode et L la longueur du réseau de Bragg.

La valeur de la variation d'indice moyen Δn_{moy} peut être évaluée grâce à la mesure du déplacement de la longueur d'onde de Bragg $\delta\lambda_B$ du réseau. Le déplacement $\delta\lambda_B$ est défini comme la différence entre la longueur d'onde de Bragg du réseau mesurée après une insolation du guide planaire de durée t et celle mesurée à la naissance du réseau, c'est-à-dire dès que son spectre peut être détecté. Une forme différenciée de la relation 1.2 conduit à la relation C.2.

$$\frac{\delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{\delta n_{eff}}{n_{eff}} \quad (C.2)$$

Une variation d'indice moyen photo induite dans le coeur du guide se traduit par une variation de l'indice effectif δn_{eff} du mode fondamental. δn_{eff} et Δn_{moy} peuvent se calculer à l'aide de l'expression approchée C.3 :

$$\Delta n_{moy} = \frac{\delta n_{eff}}{\eta} = \frac{\delta \lambda_B}{\lambda_B} \frac{n_{eff}}{\eta} \quad (C.3)$$

Variations d'indice photoinduites calculées en tenant compte de l'évolution des paramètres de propagation guidée Comme il a été présenté dans le chapitre 1, le paramètre de guidance η du guide est modifié par une insolation ou par un traitement thermique. Il est donc nécessaire de mettre en oeuvre une méthode itérative de correction semblable à celle qui a été décrite dans le mémoire de thèse de D. Ramecourt [67] et rappelée brièvement dans la section 1.1.2.3. La variation de l'indice moyen du coeur du guide se traduit par une variation du facteur η dont l'évolution est représentée sur la figure 1.9. A partir de cette nouvelle valeur du facteur de recouvrement, les relations C.1 et C.3 sont utilisées pour déterminer des valeurs de Δn_{mod} et de Δn_{moy} corrigées. L'opération est renouvelée, jusqu'à ce que les variations de la valeur de Δn obtenues d'une itération à la suivante soient inférieures à 10^{-6} . **Cette correction des paramètres de guidage du guide a été systématiquement effectuée dans le traitement des résultats présentés dans le mémoire.**

Incertitudes sur la détermination de Δn_{mod} et Δn_{moy} Les différentes sources d'incertitudes qui affectent les mesures de R et de λ_B (donc les valeurs numériques de Δn_{mod} et Δn_{moy}) sont présentées dans la référence [93].

La principale source d'incertitude intervenant dans la détermination de Δn_{mod} est celle relative à la mesure de la réflectivité $R(\lambda_B)$ du réseau. En supposant que l'incertitude ΔR sur la mesure de R ne dépend pas de l'amplitude de R , B. Leconte a montré que pour une réflectivité du réseau $0.06 < R < 0.86$, l'incertitude relative sur la détermination de Δn_{mod} est inférieure à 5% [74].

L'incertitude sur la détermination de Δn_{moy} est principalement liée à celle sur la mesure de λ_B ainsi que sur la mesure de la variation $\delta \lambda_B$ de la longueur d'onde induite par l'insolation. L'erreur relative sur la mesure de λ_B est estimée inférieure à 0.1%. L'incertitude sur la mesure de $\delta \lambda_B$

provient du fait qu'il n'est possible de détecter le spectre du réseau qu'après une durée d'insolation t_1 telle que la réflectivité $R(\lambda_B)$ soit de l'ordre de 3% (i.e quelques dizaines ou centaines de tirs après le début de l'insolation). A l'instant t_1 ou le réseau est détecté, la longueur d'onde de Bragg a déjà évolué. Par conséquent, la détermination de $\Delta n_{moy}(t)$ est donc entachée d'une erreur systématique puisque l'origine de la longueur d'onde de Bragg est choisie à l'instant t_1 et non à l'instant $t = 0$ qui correspond effectivement à l'instant où les tirs lasers sont déclenchés. Une façon de minimiser cette erreur consiste à calculer une origine fictive de la longueur d'onde de Bragg du réseau en supposant que $\Delta n_{mod}(t_1) = \Delta n_{moy}(t_1)$. **Cette correction a systématiquement été effectuée dans le traitement des résultats.**

Annexe D

Modélisation de la diffusion de l'hydrogène dans le guide planaire

La figure D.1 présente un schéma de la section du guide planaire sur lequel est basé le modèle de chargement et déchargement de l'hydrogène.

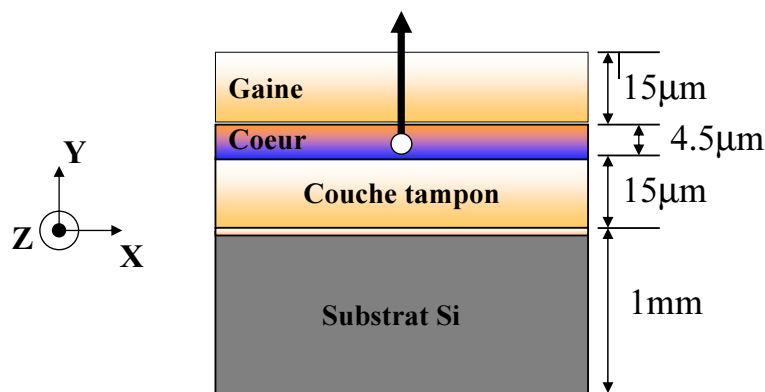


FIG. D.1 – Schéma du wafer considéré pour la simulation de la diffusion d'hydrogène.

Pour le guide planaire de notre étude, le coeur du guide est déposé sur la couche tampon puis recouvert d'une gaine suivant les dimensions indiquées dans le paragraphe 1.1.1.4. Le coeur du guide est enterré, son centre est situé à une profondeur de $17.25\mu\text{m}$ (selon \vec{Oy}). Dans la direction horizontale \vec{Ox} , le premier guide droit se situe au minimum à 1mm du bord (interface avec l'air). La diffusion suivant \vec{Ox} peut donc être négligée devant celle selon \vec{Oy} . De même, la longueur du guide égale à 16mm permet de négliger la diffusion selon \vec{Oz} par les faces d'entrée et de sortie du guide. Il est alors légitime de considérer le coeur comme une couche plane horizontale et donc de postuler que la diffusion de l'hydrogène moléculaire s'effectue principalement dans la direction perpendiculaire à la couche du coeur (selon \vec{Oy}).

En supposant qu'il n'y ait pas de réaction entre l'hydrogène et la silice, le problème peut être

réduit à une diffusion à une dimension et être décrit par la seconde loi de Fick (relation D.1) :

$$\frac{\partial C(y, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} D \frac{\partial C(y, t)}{\partial y} \quad (\text{D.1})$$

où $C(y, t)$ représente la concentration en hydrogène à une profondeur y et à un temps t . D est le coefficient de diffusion de l'hydrogène moléculaire dans la silice.

Pour un échantillon d'épaisseur infinie (plan infini) telles que les conditions initiales soient à $t = 0$: $C = C_0$ pour $y \geq 0$ et $C = 0$ pour $y < 0$, la diffusion s'effectue par une seule interface. Une solution approchée de la concentration en hydrogène $C(y, t)$ s'écrit selon la relation D.2 [104].

$$C(y, t) = \frac{1}{2} C_0 \times \operatorname{erfc} \left(\frac{y}{2\sqrt{(Dt)}} \right) \quad (\text{D.2})$$

Ici erfc est le complémentaire de la fonction erreur erf définie par $\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-\eta^2) d\eta$.

Dans le cas où l'hydrogène initialement confiné dans une région d'épaisseur $2h$ diffuse par les deux interfaces avec l'air (à $t = 0$: $C = C_0$ pour $-h \leq y \leq h$ et $C = 0$ pour $-h > y > h$), la concentration évolue avec y et t selon la relation D.3.

$$C(y, t) = \frac{1}{2} C_0 \left\{ \operatorname{erfc} \left(\frac{h-y}{2\sqrt{(Dt)}} \right) + \operatorname{erfc} \left(\frac{h+y}{2\sqrt{(Dt)}} \right) \right\} \quad (\text{D.3})$$

Annexe E

Calcul des pertes théoriques provoquées par la désadaptation de la taille des modes lors de l'aboutage fibre optique/guide planaire

Les caractéristiques optogéométriques telles que la dimension du coeur et l'ouverture numérique des fibres optiques diffèrent notablement de celles des guides planaires. D'une part, le diamètre de coeur d_c des fibres SMF28 est égal à $8.3 \mu m$ alors que le côté a du coeur carré des guides planaires est égal à $4.5 \mu m$. D'autre part, l'ouverture numérique de la fibre optique est de l'ordre de 0.010 alors que celle du guide planaire est estimée à 0.043. Ces écarts vont conduire à des pertes d'injection lorsque l'on va abouter la fibre au guide planaire. Trois sources de pertes peuvent être considérées : les réflexions de Fresnel à l'interface fibre/guide planaire, la désadaptation de la taille des modes et le désalignement des coeurs des guides. Expérimentalement avant de réaliser l'aboutage, l'extrémité de la fibre optique est plongée dans du liquide d'indice. Par conséquent les pertes liées aux réflexions de Fresnel sont fortement réduites et peuvent être négligées devant les autres sources de pertes. Dans la suite, nous nous sommes proposé d'évaluer les pertes théoriques liées à la désadaptation de la taille des modes puis nous estimons les pertes engendrées par le désalignement des coeurs de la fibres optique et du guide planaire.

Pertes induites par la mauvaise adaptation de la taille des modes se propageant dans la fibre optique et le guide planaire Classiquement, en considérant les hypothèses de la continuité des champs à l'interface, de l'orthogonalité des modes puis en négligeant le champ

réfléchi, l'efficacité de couplage T fibre optique/guide planaire¹ est donnée par l'intégrale de recouvrement de la distribution des champs normalisés $\phi_f(x, y)$ dans la fibre et $\phi_g(x, y)$ dans le guide [112] :

$$T = \left| \int \int dx dy \phi_f(x, y) \cdot \phi_g(x, y) \right|^2 \quad (\text{E.1})$$

Les pertes théoriques P provoquées par la désadaptation de la taille des modes sont données par la relation E.2 :

$$P = -10 \cdot \log(T) \quad (\text{E.2})$$

Si l'on admet que les champs optiques sont gaussiens, l'efficacité de couplage maximale T_m s'écrit :

$$T_m = \left(\frac{2a_f a_g}{a_f^2 + a_g^2} \right)^2 \quad (\text{E.3})$$

où a_f et a_g représentent les rayons (mesurés à $1/e^2$ de l'intensité) des modes de propagation de l'énergie respectivement dans la fibre et le guide.

La taille des modes fondamentaux se propageant dans le guide planaire et la fibre optique ont été estimées à l'aide de simulation par la MEF. La figure E.1 présente la répartition transverse de l'énergie des modes fondamentaux guidés dans le guide planaire (ligne continue) et dans la fibre optique SMF28 (ligne pointillée). Les diamètres des coeurs des guides sont également reportés sur la figure E.1. Les valeurs a_f et a_g déduites sont respectivement égales à $5.42 \mu m$ et $2.79 \mu m$.

En reportant a_f et a_g dans la relation E.3, l'efficacité maximale de couplage fibre SMF28/guide planaire T_m est estimée à ~ 0.66 . Les pertes minimales P_m provoquées par la désadaptation de la taille des modes s'élèvent donc à $1.8 dB$.

Pertes induites par le mauvais alignement des coeurs de la fibre optique et du guide planaire Dans un second temps, lorsque l'on connecte la fibre optique au guide planaire,

¹L'efficacité de couplage se définit comme la proportion d'énergie provenant de la fibre optique et qui se couple dans le guide planaire.

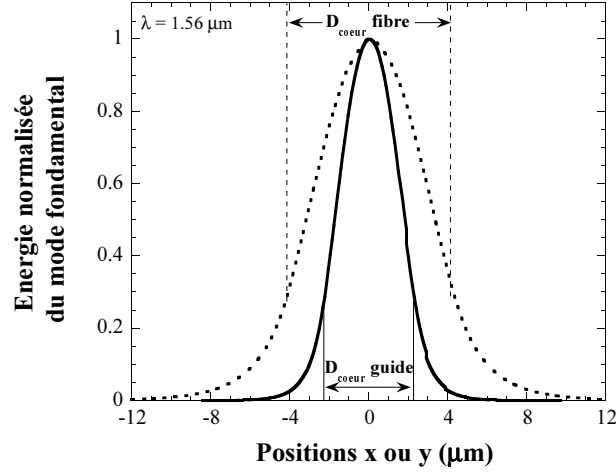


FIG. E.1 – Répartition transverse de l'énergie des modes se propageant dans le guide planaire (ligne continue) et dans la fibre optique SMF28 (ligne pointillée). Les simulations ont été effectuées par la méthode des éléments finis à la longueur d'onde $\lambda = 1.56 \mu m$.

le désalignement des coeurs tend à réduire l'efficacité de couplage T_m . Trois facteurs limitant peuvent être décrits (figure E.2) : un écart transverse, un écart longitudinal ainsi qu'une inclinaison du coeur de la fibre par rapport au coeur du guide (ou réciproquement).

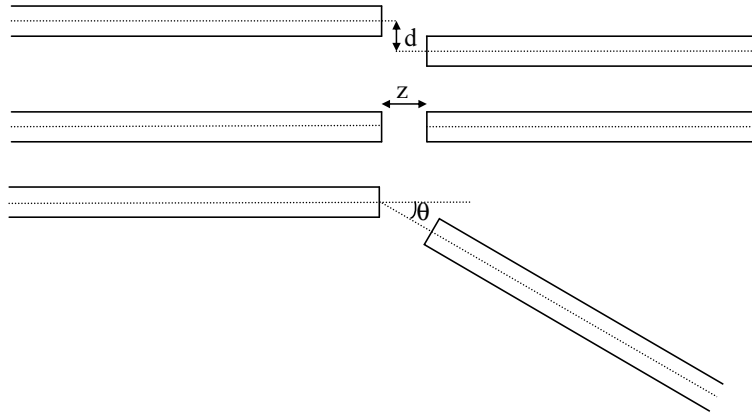


FIG. E.2 – Écart transverse d , écart longitudinal z et inclinaison d'un angle θ entre les coeurs du guide planaire et de la fibre optique.

- Un écart transverse d entre les coeurs se traduit par une efficacité de couplage T_t qui suit la relation E.4 :

$$T_t = T_m \cdot e^{-\left(\frac{d}{a_0}\right)^2} \quad (\text{E.4})$$

où la longueur caractéristique a_0 est la moyenne quadratique des rayons des modes guidés ($a_0 = \frac{\sqrt{(a_f^2 + a_g^2)}}{2}$). La dépendance de T_t avec d est de type gaussienne.

- L'inclinaison d'un angle θ de l'un des coeurs induit une efficacité de couplage T_i donnée par la relation E.4 :

$$T_i = T_m \cdot e^{-\left(\frac{\theta}{\theta_0}\right)^2} \quad (\text{E.5})$$

où l'angle caractéristique θ_0 est donné par $\theta_0 = \frac{a_0 \lambda}{\pi n_0 a_f a_g} \simeq \frac{\lambda}{\pi n_0 a_0}$. n_0 est l'indice de réfraction du matériau situé entre la fibre et le guide (ici du liquide d'indice). La dépendance de T_i avec l'angle θ est également de type gaussienne.

- Pour un écart longitudinal z avec $z \gg a_0$, l'efficacité de couplage T_l s'écrit :

$$T_l \simeq \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (\text{E.6})$$

de longueur caractéristique $z_0 = \frac{2\pi n_0 a_f a_g}{\lambda} \simeq \frac{2\pi n_0 a_0^2}{\lambda} = \frac{2a_0}{\theta_0}$.

L'évolution des pertes provoquées respectivement par un désalignement transverse, par un désalignement longitudinal et par une inclinaison entre les coeurs sont représentées sur les figures E.3(a), E.3(b) et E.3(c). Les calculs ont été effectués pour une longueur d'onde $\lambda = 1.56 \mu m$.

A l'examen des figures E.3, il apparaît que les pertes sont relativement peu sensibles à un désalignement longitudinal. En effet, les pertes induites par un écart z entre les guides de $20 \mu m$ sont estimées à $2 dB$. A l'inverse, un écart transverse d entre les guides ou une inclinaison des coeurs d'un angle θ sont des paramètres critiques. Par exemple, des pertes de l'ordre de $3 dB$ sont engendrées pour des valeurs de d et θ respectivement égales à $1.6 \mu m$ et 2° . **Ces valeurs requièrent donc des dispositifs d'alignement de précision (résolution sur $d \leq 0.1 \mu m$).**

Enfin, il est intéressant de noter qu'un mode de grande taille permet de réduire les pertes engendrées par un désalignement transverse ou longitudinal mais augmente celles provoquées par un désalignement angulaire.

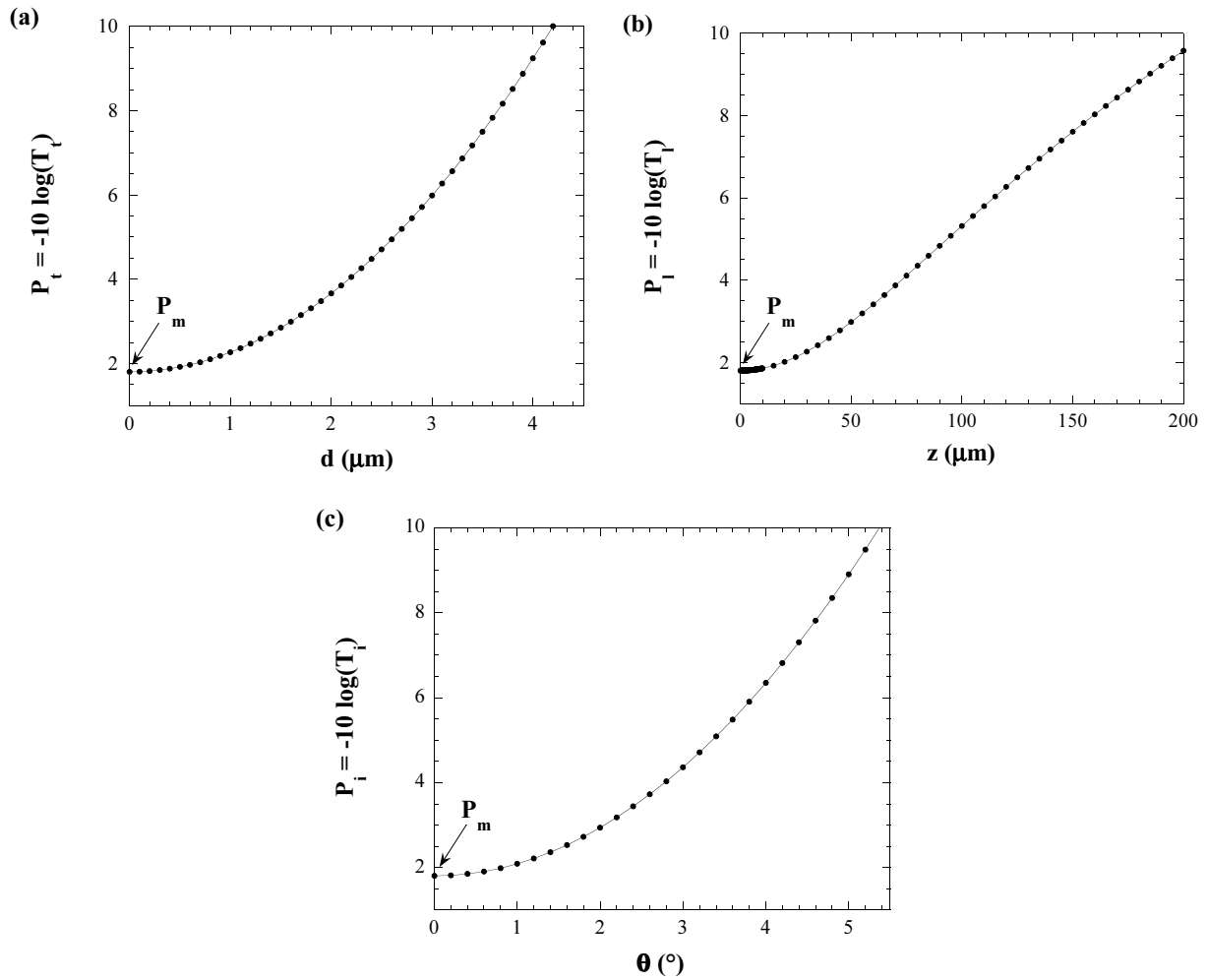


FIG. E.3 – Évolution des pertes à la connexion d’une fibre SMF28 et du guide planaire en fonction de l’écart transverse d entre les coeurs (fig. (a)), en fonction de l’écart longitudinal z entre les coeurs (fig. (b)) et en fonction de l’inclinaison de l’un des coeurs d’un angle θ (fig. (c)).

Annexe F

Influence des éléments du dispositif d'analyse sur le spectre en transmission d'un réseau de Bragg

Comme nous l'avons mentionné lors de la description du protocole de réglage, nous avons expérimenté différents dispositifs optiques pour pouvoir collecter le flux lumineux en sortie de guide. Le schéma retenu finalement pour étudier la transmission spectrale des réseaux de Bragg (figure 1.14) résulte d'une comparaison entre les résultats obtenus avec les différents systèmes d'injection (et/ou de réception) du flux lumineux dans le guide planaire. Afin d'effectuer cette comparaison, un réseau de Bragg, de longueur $L_R = 1\text{ mm}$ a été photoinscrit dans le coeur d'un guide planaire de longueur $L_G = 30\text{ mm}$ à l'aide d'un laser à KrF par la méthode du masque de phase. Le centre du réseau de Bragg a été disposé à une distance $d = 28\text{ mm}$ du bord du guide planaire. Le spectre en transmission du réseau a été enregistré en utilisant successivement différents dispositifs de couplage. Un objectif de microscope muni d'un traitement antireflet, des fibres optiques dont les faces sont clivées à 8° ou 90° , des fibres optiques dont une extrémité a été plongée dans le liquide d'indice, ont tout à tour été disposés à l'entrée ou sortie du guide planaire sur le banc de couplage.

Des exemples de réponse spectrale du réseau de Bragg sont montrés sur la figure F.1. Sur les figures F.1(a) et F.1(b), les spectres représentés en ligne pointillée ont été enregistrés lorsque l'injection et l'extraction du flux lumineux ont été réalisées à l'aide de deux fibres placées en entrée et sortie du guide (continuité optique réalisée avec du liquide d'indice). Le spectre représenté par la ligne continue sur la figure F.1(a) est enregistré lorsqu'à l'entrée du guide (respectivement sortie)

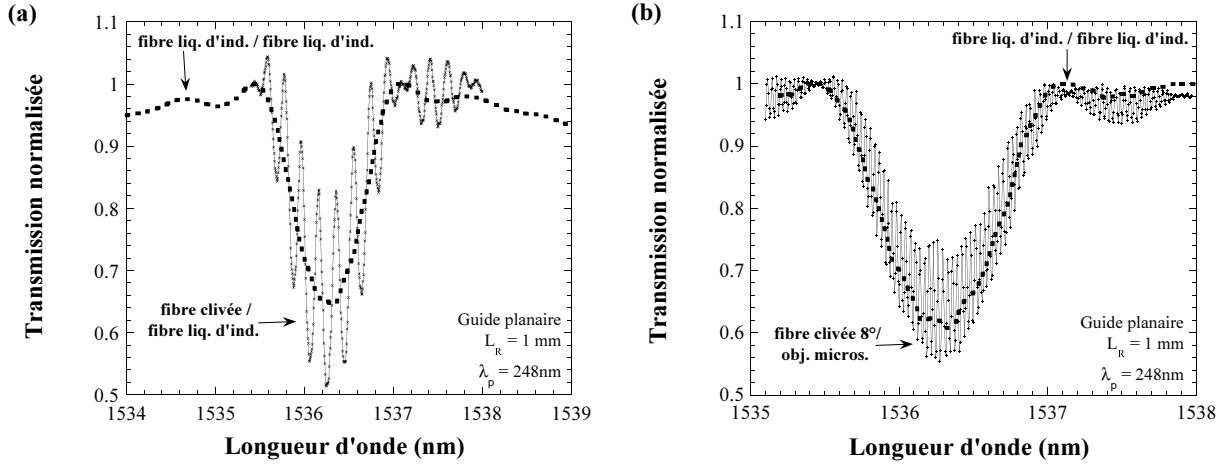


FIG. F.1 – Spectres de réseaux de Bragg enregistrés pour différentes configurations de couplage.

est disposée une fibre clivée à 90° (respectivement fibre avec du liquide d'indice). De même, le spectre modélisé par la ligne continue sur la figure F.1(b) est enregistré lorsque l'entrée du guide (respectivement sortie) est disposée une fibre clivée à 8° (respectivement objectif de microscope traité antireflet). En absence de liquide d'indice, des oscillations caractéristiques de la présence de cavité de type Fabry-Pérot apparaissent. De telles oscillations entachent significativement la mesure des caractéristiques spectrales des réseaux de Bragg (l'incertitude de mesure sur la réflectivité atteint ± 0.15). Les résultats obtenus avec tous les dispositifs de couplage testés sont rassemblés dans le tableau F.1. Dans le cas où les oscillations apparaissent, les distances effectives d_{eff} correspondant à la distance entre les faces réfléchissantes qui forment la cavité, sont reportées. Les valeurs d_{eff} ont été calculées à partir de la mesure de la période des oscillations sur les spectres. Nous en déduisons que les cavités sont formées le plus souvent par une face d'entrée d'un guide et un miroir fictif placé dans le réseau de Bragg [113].

Entrée guide	Sortie guide	Cavité PF	Largeur spectrale $\Delta\sigma$ (cm)	Distance effective d_{eff} (cm)
Fibre clivée à 90°	Objectif de microscope	oui	0.127	2.70
Fibre clivée à 90°	Obj. micros. traité antireflet	oui	0.127	2.70
Fibre clivée à 8°	Obj. micros. traité antireflet	oui	0.136	2.54
Fibre avec liquide d'indice	Obj. micros. traité antireflet	oui	0.127	2.70
Fibre clivée à 90°	Fibre clivée à 90°	oui	0.118	2.90
Fibre avec liquide d'indice	Fibre clivée à 90°	oui	0.127	2.70
Fibre clivée à 90°	Fibre avec liquide d'indice	oui	0.82	0.60
Fibre avec liquide d'indice	Fibre avec liquide d'indice	non	—	—

TAB. F.1 – Récapitulatif de l'influence du dispositif de couplage sur le spectre du réseau de Bragg.

L'examen du tableau montre la présence d'oscillations PF dans toutes les conditions autres que celle mettant en oeuvre deux fibres optiques dont les extrémités ont été recouvertes par du liquide d'indice. En effet, l'utilisation du liquide d'indice immergeant les extrémités de fibre situées de part et d'autre du guide planaire se traduit par la suppression des oscillations parasites du spectre en transmission du réseau de Bragg. **Dans nos expériences, cette méthode de couplage a donc systématiquement été adoptée.**

Annexe G

Détermination des quantités $NICC_{mod}(t, T)$, $NI_{mod}(t, T)$ et $NI_{moy}(t, T)$ utilisées

pour présenter les résultats des expériences de vieillissement accéléré de

réseaux de Bragg

Pour interpréter les résultats de nos expériences de recuit de réseaux de Bragg, nous supposons que nous disposons des données Δn_{mod} et Δn_{moy} à l'instant initial $t = 0$, c'est à dire juste avant l'entrée des réseaux dans le four. L'évolution de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction $\Delta n_{mod}(t, T)$ et la variation d'indice moyen $\delta(\Delta n_{moy}(t, T))$ sont déterminées en fonction de la température T du recuit pendant une durée t à partir des mesures de la réflectivité $R(t, T)$ et de celles de la translation de la longueur d'onde de Bragg $\delta\lambda_B(t, T)$ du réseau soumis au test. La relation G.1 permet de calculer la variation d'indice moyen.

$$\delta(\Delta n_{moy}(t, T)) \approx \frac{n_{eff}}{\eta(V)} \frac{\delta\lambda_B(t, T)}{\lambda_B(t, T)} \approx \frac{\delta n_{eff}(t, T)}{\eta(V)} = \Delta n_{moy}(t, T) - \Delta n_{moy}(t = 0, 296K) \quad (G.1)$$

Dans G.1, $\delta\lambda_B(t, T)$ et $\delta(\Delta n_{moy}(t, T))$ désignent respectivement la translation irréversible de la longueur d'onde de Bragg et la variation d'indice moyen photoinduit qui résultent de l'élévation thermique.

De manière générale, la présentation des résultats relatifs aux destructions thermiques repose le plus souvent sur la notion de constante de couplage intégrée ICC (Integrated Coupling Constant) [76] dont l'évolution est représentée en fonction de la durée t et de la température

T des recuits. Cette constante de couplage est uniquement définie à partir de la réflectivité du réseau :

$$ICC(t, T) = \tanh^{-1}(\sqrt{R(t, T)}) \quad (\text{G.2})$$

où $R(t, T)$ désigne la réflectivité à l'instant t et à la température T . La variation des paramètres de propagation est en fait prise en compte dans cette constante de couplage. La constante de couplage intégrée normalisée $NICC_{mod}(t, T)$ est alors définie par la relation G.3 :

$$NICC_{mod}(t, T) = \frac{\tanh^{-1}(\sqrt{R_{max}(t, T)})}{\tanh^{-1}(\sqrt{R_{max}(0, 296K)})} \quad (\text{G.3})$$

où $R_{max}(0, 296K)$ correspond à la réflectivité initiale du réseau de Bragg.

D'autre part, certains auteurs introduisent une autre quantité notée $NI_{mod}(t, T)$ qui peut être définie comme le rapport entre l'amplitude de modulation après une durée t de recuit à la température T :

$$NI_{mod}(t, T) = \frac{\Delta n_{mod}(t, T)}{\Delta n_{mod}(0, 296K)} \quad (\text{G.4})$$

Dans le cas d'un réseau uniforme, il est souvent possible de confondre les deux quantités $NI_{mod}(t, T)$ et $NICC_{mod}(t, T)$. Cependant, si la variation irréversible d'indice moyen $\delta(\Delta n_{moy}(t, T))$ provoquée par l'élévation thermique est comparable à la différence d'indice coeur gaine ($n_c - n_g$), il n'est plus possible de confondre ces deux quantités.

Les mêmes remarques peuvent être formulées pour l'évolution de $\Delta n_{moy}(t, T)$. La quantité $NI_{moy}(t, T)$ correspondant à l'évolution normalisée de l'indice moyen en fonction de la durée t du recuit à la température T du recuit isochrone peut être définie par la relation G.5 :

$$NI_{moy}(t, T) = \frac{\Delta n_{moy}(t, T)}{\Delta n_{moy}(0, 296K)} \quad (\text{G.5})$$

Dans G.5, $\Delta n_{moy}(t, T) = \Delta n_{moy}(0, 296K) + \frac{\delta n_{eff}(t, T)}{\eta}$ désigne la variation totale d'indice moyen à l'instant t et à la température T tandis que $\Delta n_{moy}(0, 296K)$ correspond à la variation totale d'indice moyen créée avant le recuit du réseau de Bragg.

Annexe H

Inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées non sensibilisées

H.0.1 Fibre microstructurée phosphosilicate

Les inscriptions de réseaux de Bragg dans la fibre microstructurée phosphosilicate non traitée ont montré que la fibre n'était photosensible que pour de fortes densités de puissance ($F_i > 400 \text{ mJ/cm}^2$). Des variations d'indice estimées à 1.2×10^{-4} sont obtenues pour une fluence cumulée F_c de l'ordre de 26 kJ/cm^2 .

Un exemple de la réponse spectrale en transmission d'un réseau de Bragg de longueur $L = 5 \text{ mm}$ photoinscrit dans la fibre ($F_i = 400 \text{ mJ/cm}^2$, $N_i = 65000$) est présenté sur la figure H.1. Il apparaît clairement deux pics de Bragg qui mettent en évidence le caractère biréfringent de la fibre.

En supposant que les pics de Bragg correspondent aux états de polarisation du faisceau sonde suivant les lignes neutres de la fibre, les valeurs des indices effectifs déduites de la mesure de λ_B à l'aide de la relation 1.2 sont estimées à $1.4017 \pm 1 \times 10^{-4}$ et $1.4012 \pm 1 \times 10^{-4}$. Les résultats sont en bon accord avec les valeurs déterminées par la simulation numérique (section 6.2). La biréfringence de phase B_φ déduite de la mesure de la différence des indices effectif ($n_{eff}^\perp(\lambda_2) - n_{eff}^\parallel(\lambda_1)$) est estimée à $5 \times 10^{-4} \pm 0.4 \times 10^{-4}$.

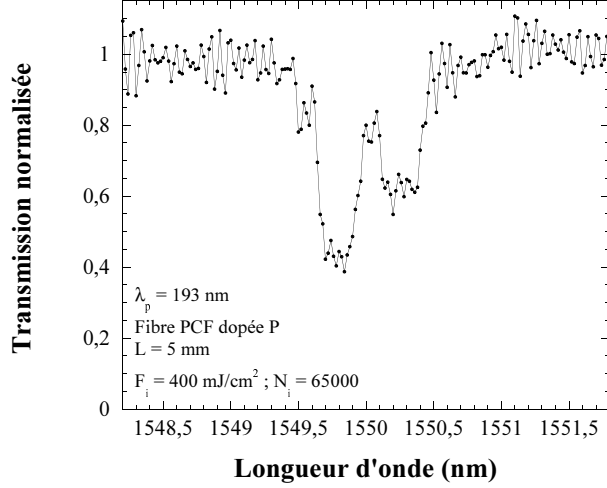


FIG. H.1 – Spectre en transmission enregistré à la fin de l’inscription ($N_i = 65000$) d’un réseau de Bragg de longueur $L = 5 \text{ mm}$ dans la fibre microstructurée phosphosilicate.

H.0.2 Fibre microstructurée germanosilicate

Nous nous sommes proposé d’étudier les cinétiques de photoinscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées germanosilicates non traitées ($\lambda_p = 193 \text{ nm}$). Les inscriptions ont été réalisées avec un masque de phase dont le pas est $\Lambda = 1061 \text{ nm}$, la longueur d’onde de résonance des réseaux de Bragg est située aux environs de 1554 nm . Les longueurs de réseaux $L = 2 \text{ mm}$ ont été choisies afin d’étudier la zone de croissance des réseaux correspondant à des variations d’indice $6 \times 10^{-5} < \Delta n_{mod} < 5 \times 10^{-4}$. Les barres d’erreur tracées sur les graphes correspondent à une incertitude relative fixée à 6%. Trois densités d’énergie différentes ($F_i = 200, 280, 360 \text{ mJ/cm}^2$) ont été utilisées lors des inscriptions. A l’exception de ce paramètre, les réseaux ont été inscrits dans les mêmes conditions (tension appliquée à la fibre constante, dimensions du spot éclairant le masque maintenues fixes). La fréquence des tirs a été fixée à 20 Hz .

La figure H.2(a) représente l’évolution de l’amplitude de modulation d’indice de réfraction Δn_{mod} au cours de l’insolation de cette fibre par une radiation de longueur d’onde égale à 193 nm . Comme le montrent les dynamiques présentées sur la figure H.2(a), l’évolution temporelle de la modulation d’indice n’est pas monotone en fonction du nombre d’impulsions incidentes sur la fibre. Quelle que soit la densité d’énergie, l’amplitude de modulation d’indice commence par augmenter au cours des tirs, puis diminue pour atteindre un minimum. La valeur maximale Δn_{mod} obtenue en type I (lors de la première croissance) s’échelonne entre 3.6×10^{-4} et 4.2×10^{-4} ,

cette valeur est d'autant plus grande que la densité d'énergie est faible. Ensuite, la modulation croît à nouveau en fonction du nombre d'impulsions. Enfin pour des insulations prolongées (par exemple lorsque $N_i > 50000$ pour $F_i = 360 \text{ mJ/cm}^2$), la modulation diminue à nouveau. Ce comportement est analogue à celui observé dans les fibres conventionnelles fortement dopées par de l'oxyde de germanium ($> 12\%$ mol. GeO_2) (photosensibilité de type IIA [114, 74]).

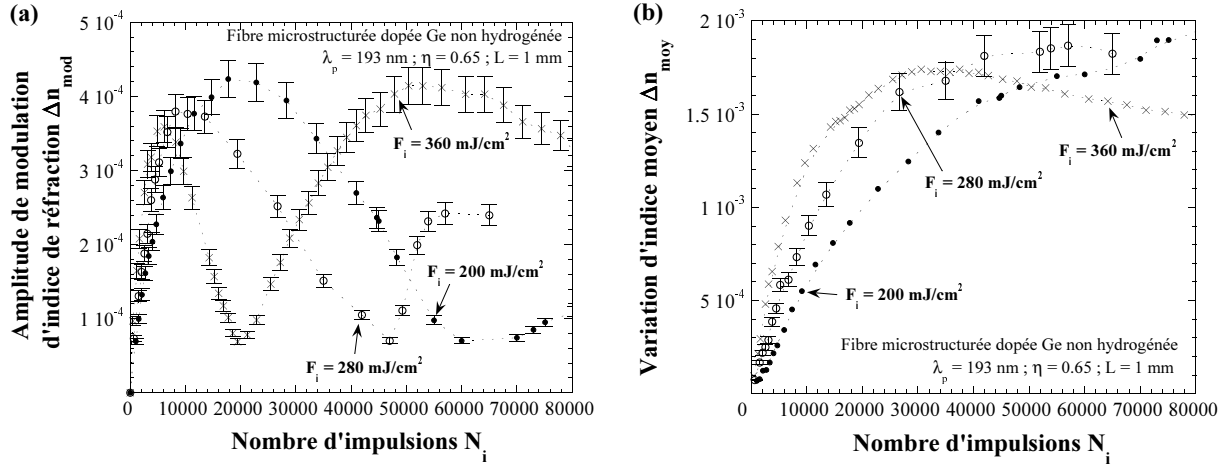


FIG. H.2 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice Δn_{mod} (fig. (a)) et de l'indice moyen Δn_{moy} (fig. (b)) au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées germanosilicates non traitées.

Les cinétiques de croissance de l'indice moyen Δn_{moy} sont présentées sur la figure H.2(b). De manière à ne pas surcharger la figure, les barres d'erreur ont été tracées uniquement pour la courbe qui correspond à la densité d'énergie $F_i = 280 \text{ mJ/cm}^2$. Comme il apparaît sur la figure H.2(b), l'évolution de l'indice moyen n'est pas semblable à celle de la modulation, Δn_{moy} ne chutant pas pour atteindre un minimum. Cependant, nous pouvons noter une similarité entre l'évolution des amplitudes d'indices de réfraction. Lors de la première croissance de la modulation Δn_{mod} , Δn_{moy} augmente significativement (λ_B se translate vers le rouge), alors que pendant la décroissance et la seconde croissance de Δn_{mod} , Δn_{moy} n'évolue plus de façon aussi sensible. Dans la gamme de N_i étudiée, la valeur maximale de Δn_{moy} obtenue en type I est de l'ordre de 1.9×10^{-3} , elle est d'autant plus forte que la densité d'énergie est faible. Ce type d'évolution de Δn_{moy} est caractéristique de la photosensibilité de type IIA [114, 74].

La figure H.3 présente l'évolution au cours des tirs des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen créées dans la fibre ($F_i = 200 \text{ mJ/cm}^2$). L'examen de la figure montre que le contraste $C = \frac{\Delta n_{mod}}{\Delta n_{moy}}$ du réseau chute au cours de l'inscription et atteint une valeur de l'ordre de 0.05 lorsque Δn_{mod} est à son minimum. Notons que C décroît d'autant plus rapidement que

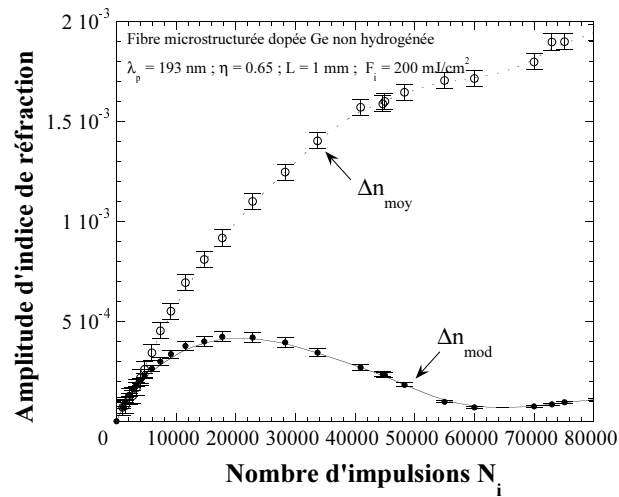


FIG. H.3 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice et d'indice moyen au cours de l'inscription d'un réseau de Bragg dans la fibre microstructurée germanosilicate.

la densité d'énergie par impulsion F_i est forte.

Annexe I

Inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées

germanosilicates hypersensibilisées par UV

Nous reportons dans cette annexe les cinétiques de photoinscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées germanosilicates hypersensibilisées par UV. Les inscriptions ont été réalisées à l'aide du laser à ArF ($\lambda_p = 193 \text{ nm}$). Le paramètre que nous avons choisi de faire varier est la densité d'énergie par impulsion F_i . A l'exception de ce paramètre, les réseaux ont été inscrits dans les mêmes conditions. Le nombre d'impulsions choisi pour réaliser l'hypersensibilisation UV a été fixée à $N_{pre} = 1600$. La densité d'énergie par impulsion F_{pre} utilisée lors de l'insolation uniforme a été fixée à 160 mJ/cm^2 . Le dégazage de l'hydrogène a été accéléré en plaçant la fibre dans un four à 100°C durant 3 jours . Les valeurs de F_i choisies pour inscrire les réseaux étaient égales à $90, 160$ et 260 mJ/cm^2 . La reproductibilité de nos mesures a également été vérifiée en effectuant deux inscriptions de réseaux de Bragg à la même densité d'énergie ($F_i = 160 \text{ mJ/cm}^2$).

Les évolutions de l'amplitude de modulation d'indice de réfraction du coeur de la fibre sont représentées sur la figure I.1(a) en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i , F_i étant le paramètre du réseau d'abaques. Les conditions de l'insolation sont rappelées dans la légende de cette figure. Les évolutions de Δn_{mod} ne sont pas monotones en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i . Quelle que soit la densité d'énergie, l'amplitude de modulation d'indice commence par augmenter au cours des tirs, puis diminue pour atteindre un minimum. La valeur N_i pour laquelle Δn_{mod} est minimum s'échelonne entre 4000 et 20000 , cette valeur est d'autant plus grande que la densité d'énergie est faible. Ce comportement est typique de la photosensibilité de

type IIA.

Par ailleurs, il est intéressant de noter que pour une même densité d'énergie F_i , la valeur N_i qui correspond à un minimum de Δn_{mod} est inférieure dans la fibre hypersensibilisée à celle mesurée dans une fibre non traitée. Plus précisément, dans une fibre non sensibilisée et inscrite avec une densité d'énergie de 200 mJ/cm^2 , le minimum est atteint lorsque N_i est de l'ordre de 62000. Dans la fibre hypersensibilisée par de l'UV, le minimum de Δn_{mod} est atteint pour une valeur de N_i comprise dans l'intervalle [4000; 7200] suivant la densité d'énergie F_i utilisée pour inscrire les réseaux (respectivement 160 et 260 mJ/cm^2).

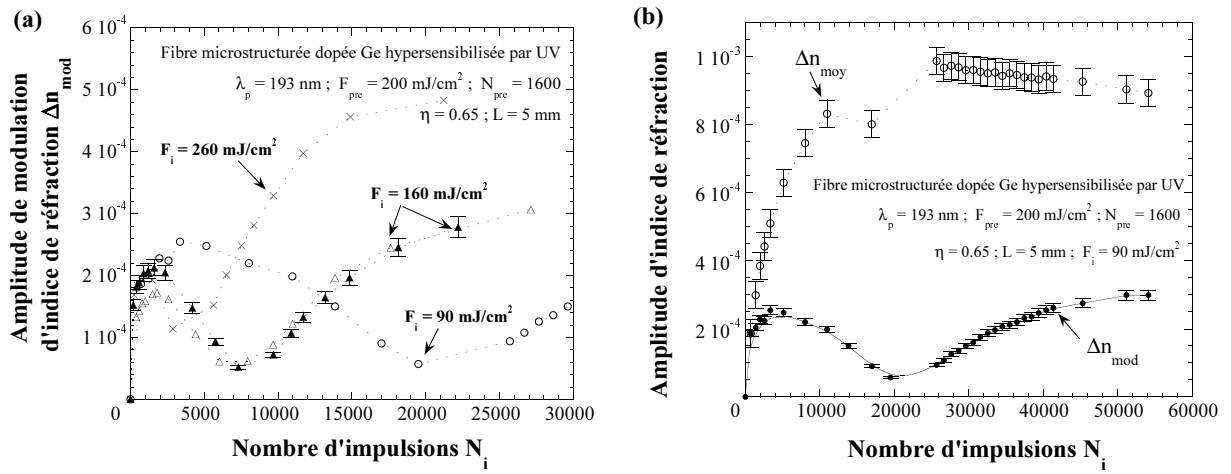


FIG. I.1 – Évolution des amplitudes de modulation d'indice Δn_{mod} (fig. (a)) et de l'indice moyen Δn_{moy} (fig. (b)) au cours de l'inscription de réseaux de Bragg dans les fibres microstructurées germanosilicates hypersensibilisées par UV.

La figure I.1(b) présente les évolutions des amplitudes de modulation d'indice de réfraction et d'indice moyen de la fibre en fonction du nombre d'impulsions incidentes N_i ($F_i = 90 \text{ mJ/cm}^2$). Au cours de la première croissance de Δn_{mod} , Δn_{moy} augmente rapidement, alors que pendant la décroissance de Δn_{mod} et la seconde croissance de Δn_{mod} , Δn_{moy} n'évolue plus de façon sensible. L'évolution de Δn_{moy} montre même une décroissance lorsque N_i passe de 11000 à 17000 (la longueur d'onde de Bragg du réseau se translate vers le bleu). Le contraste du réseau chute au cours de l'inscription et atteint une valeur de l'ordre de 0.07 lorsque Δn_{mod} est à son minimum. A partir de ce minimum, C croît jusqu'à une valeur de l'ordre de 0.3 pour $N_i = 55000$.

Bibliographie

- [1] J. P. Laude, *Wavelength Division Multiplexing*, Prentice Hall, 1994.
- [2] C. G. M. Vreeburg, T. Uitterdijk, Y. S. Oei, M. K. Smit, F. H. Groen, E. G. Metaal, P. Demeester, and H. J. Frankena, First In-P-based reconfigurable integrated add-drop multiplexer, *Photon. Technol. Lett.* **9**, 188–190 (1997).
- [3] J. E. Ford, V. A. Aksyuk, D. J. Bishop, and J. A. Walker, Wavelength add-drop switching using tilting micromirrors, *J. Lightwave Technol.* **12**, 1665–1667 (2000).
- [4] K. Okamoto, M. Okumo, A. Himeno, and Y. Ohmori, 16-channel optical add/drop multiplexer consisting of arrayed-waveguide gratings and double-gate switches, *Electron. Lett.* **32**, 1471–1472 (1996).
- [5] T. Izawa, H. Mori, Y. Murakami, and N. Shimizu, Deposited silica waveguide for integrated optical circuits, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 483–485 (1981).
- [6] G. Grand, J. P. Jadot, H. Denis, S. Valette, A. Fournier, and A. Grouillet, Low-loss PECVD silica channel waveguides for optical communications, *Electron. Lett.* **26**, 2135–2137 (1990).
- [7] C. H. Henry, G. E. Blonder, and R. F. Kazarinov, Glass waveguides on silicon for hybrid optical packaging, *J. Lightwave Technol.* **7**, 1530–1538 (1989).
- [8] K. D. Simmons, G. Stegeman, B. G. Potter, and J. H. Simmons, Photosensitivity in germano-silicate sol-gel thin films, *J. Non-Cryst. Solids* **174**, 254–259 (1994).
- [9] Z. Yin and B. K. Garside, Low-loss GeO₂ optical waveguide fabrication using low deposition rate RF sputtering, *Appl. Optics* **21**, 4324–4328 (1982).
- [10] D. E. Zelmon, H. E. Jackson, J. T. Boyd, A. Naumann, and D. B. Anderson, A low-scattering graded-index SiO₂ planar optical waveguide thermally grown on silicon, *Appl. Phys. Lett.* **42**, 565–567 (1983).

- [11] M. Kawachi, M. Yasu, and T. Edahiro, Deposited silica waveguide for integrated optical circuits, *Electron. Lett.* **19**, 583–584 (1983).
- [12] Y. Hibino, T. Kominato, and Y. Ohmori, Optical frequency tuning by laser-irradiation in silica-based Mach-Zehnder-type multi/demultiplexers, *Photon. Technol. Lett.* **3**(7), 640–642 (1991).
- [13] Y. Hibino, M. Abe, H. Yamada, Y. Ohmori, F. Bilodeau, B. Malo, and K. O. Hill, Increase in photosensitivity in silica-based optical waveguides on silicon, *Electron. Lett.* **29**(7), 621–623 (1993).
- [14] T. A. Strasser, T. Erdogan, A. E. White, V. Mizrahi, and P. J. Lemaire, Ultraviolet laser fabrication of strong, nearly polarization-independent Bragg reflectors in germanium-doped silica waveguides on silica substrates, *Appl. Phys. Lett.* **65**(26), 3308–3310 (1994).
- [15] S. Suzuki, M. Yanagisawa, Y. Hibino, and K. Oda, High-density integrated Planar Lightwave Circuits using SiO₂-GeO₂ waveguides with a high refractive index difference, *J. Lightwave Technol.* **12**(5), 790–796 (1994).
- [16] F. Bilodeau, B. Malo, J. Albert, D. C. Johnson, K. O. Hill, Y. Hibino, M. Abe, and M. Kawachi, Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/silica waveguides, *Electron. Lett.* **18**(12), 953–954 (1993).
- [17] P. Niay, B. Poumellec, M. Lancry, and M. Douay, *Photosensitivity and treatments for enhancing the photosensitivity of silica-based glasses and fibers*, Springer Series, 2005.
- [18] G. D. Maxwell, R. Kashyap, B. J. Ainslie, D. L. Williams, and J. R. Armitage, UV written 1.5 μ m reflection filters in single mode planar silica guides, *Electron. Lett.* **28**(22), 2106–2107 (1992).
- [19] G. D. Maxwell, B. J. Ainslie, D. L. Williams, and R. Kashyap, UV written 13dB reflection filters in hydrogenated low loss planar silica waveguides, *Electron. Lett.* **29**(5), 425–426 (1993).
- [20] P. J. Lemaire, R. M. Atkins, V. Mizrahi, and W. A. Reed, High pressure hydrogen loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in Germanium-doped silica optical fibers, *Elect. Lett.* **29**(13), 1191–1193 (1993).

- [21] M. Douay, W. Xie, B. Leconte, T. Taunay, P. Bernage, P. Niay, P. Cordier, J. F. Bayon, H. Poignant, and E. Delevaque, Progress in silica optical fiber photosensitivity, *Annales des Télécommunications* **52**(11), 543–556 (1997).
- [22] T. Erdogan, T. A. Strasser, M. A. Milbrodt, E. J. Laskowski, C. H. Henry, and G. E. Kohnke, Integrated-optical Mach-Zehnder add-drop filter fabricated by a single UV-induced grating exposure, *Appl. Opt.* **36**(30), 7838–7845 (1997).
- [23] A. Lino, M. Kuwabara, and K. Kokura, Mechanism of hydrogen-induced losses in silica-based optical fibers, *J. Lightwave Technol.* **8**(11), 1675–1679 (1990).
- [24] R. M. Atkins and P. J. Lemaire, Effects of elevated temperature hydrogen exposure on short-wavelength optical losses and defect concentrations in germanosilicate optical fibers, *J. Appl. Phys.* **72**(2), 344–348 (1992).
- [25] V. Grubsky, D. Starodubov, and J. Feinberg, Photochemical reaction of hydrogen with germanosilicate glass initiated by 3.4-5.4 eV ultraviolet light, *Opt. Lett.* **24**(11), 729–731 (1999).
- [26] H. Patrick, S. L. Gilbert, A. Lidgard, and M. Gallagher, Annealing of Bragg gratings in hydrogen loaded optical fiber, *J. Appl. Phys.* **78**(5), 2940–2945 (1995).
- [27] S. Kannan, J. Z. Y. Guo, and P. J. Lemaire, Thermal stability analysis of UV-induced fiber Bragg gratings, *J. Lightwave Technol.* **15**, 1478–1483 (1997).
- [28] M. Svalgaard, Effect of D₂ outdiffusion on direct UV writing of optical waveguides, *Electron. Lett.* **35**(21), 1840–1842 (1999).
- [29] M. Aslund, J. Canning, and G. Yoffe, Locking in photosensitivity within optical fibers and planar waveguides by ultraviolet preexposure, *Opt. Lett.* **24**(24), 1826–1828 (1999).
- [30] K. P. Chen and P. R. Herman, Trimming phase and birefringence errors in photosensitivity-locked planar optical circuits, *Photon. Technol. Lett.* **14**(1), 71–73 (2002).
- [31] M. Aslund and J. Canning, Annealing properties of gratings written into UV-presensitized hydrogen-outdiffused optical fiber, *Opt. Lett.* **25**(10), 692–694 (2000).
- [32] M. Lancry, Contribution à l'étude de méthodes de sensibilisation de fibres optiques de communication et mécanismes associés, Thèse de doctorat, Université de Lille (2004).

- [33] M. Lancry, P. Niay, and M. Douay, Comparing the properties of various sensitization methods in H₂-loaded, UV hypersensitized or OH-flooded standard germanosilicate fibers, *Opt. Express* **13**(11), 4037–4043 (2005).
- [34] M. Fokine and W. Margulis, Large increase in photosensitivity through massive hydroxyl formation, *Opt. Lett.* **25**(5), 302–304 (2000).
- [35] J. Albert, M. Fokine, and W. Margulis, Grating formation in pure silica-core fibers, *Opt. Lett.* **27**(10), 809–811 (2002).
- [36] R. M. Atkins and R. P. Espindola, Method for producing photoinduced grating devices by UV irradiation of heat-activated hydrogenated glass, U.S. Patent 5930420 (1999).
- [37] C. Riziotis, A. Fu, S. Watts, R. Williams, and P. G. R. Smith, Rapid heat treatment for photosensitivity locking in deuterium-loaded planar waveguides, *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, Stresa, Italie , BThC31–1 (2001).
- [38] P. S. J. Russell, Photonic crystal fibres, *Sciences* **299**, 358–362 (2003).
- [39] J. C. Knight, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, Endlessly singlemode photonic crystal fiber, *Opt. Lett.* **22**(13), 961–963 (1997).
- [40] N. A. Mortensen, M. D. Nielsen, J. R. Folkenberg, A. Petersson, and H. R. Simonsen, Improved large-mode area endlessly single-mode photonic crystal fibers, *Opt. Lett.* **28**(6), 393–395 (2003).
- [41] T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, Dispersion compensation using single-material fibers, *Photon. Technol. Lett.* **11**(6), 674–676 (1999).
- [42] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, Group-velocity dispersion in photonic crystal fibers, *Opt. Lett.* **23**(21), 1662–1664 (1998).
- [43] J. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. Windeler, B. Eggleton, and S. Coen, Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 765–771 (2002).
- [44] W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, T. A. Birks, T. P. M. Man, and P. S. J. Russell, Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers : a novel lighth source, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**(9), 2148–2155 (2002).

- [45] W. J. Wadsworth, N. Joly, J. C. Knight, T. A. Birks, F. Biancalana, and P. S. J. Russell, Supercontinuum and four-wave mixing with Q-switched pulses in endlessly single-mode photonic crystal fibers, *Opt. Express* **12**, 299–309 (2004).
- [46] W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigosa-Blanch, J. Arriaga, E. Silvestre, and P. S. J. Russell, Soliton effects in photonic crystal fibres at 850nm, *Electron. Lett.* **36**, 53–55 (2000).
- [47] K. Kurokawa, K. Tajima, J. Zhou, N. Nakajima, T. Matsui, and I. Sankawa, Penalty-free dispersion-managed soliton transmission over 100km low loss PCF, *Proc. Techn. Digest OFC 05*, Pdp21 (05).
- [48] R. Holzwarth, T. Udem, T. Hänsch, J. Knight, W. Wadsworth, and P. Russell, Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264–2267 (2003).
- [49] B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and A. H. Greenaway, Experimental study of dual-core photonic crystal fibre, *Electron. Lett.* **36**(16), 1358–1359 (2000).
- [50] Y. Hoo, W. Jin, H. Ho, D. Wang, and R. Windeler, Evanescent-wave gas sensing using microstructure fiber, *Opt. Eng.* **41**, 8–9 (2002).
- [51] M. C. Phan-Huy, G. Laffont, V. Dewynter-Marty, P. Ferdinand, P. Roy, J. M. Blondy, D. Pagnoux, B. Dussardier, and W. Blanc, Inscription de transducteurs à réseaux de Bragg dans des fibres microstructurées pour des applications en réfractométrie, *Journées Nationales d’Optique Guidée*, Valence (2003).
- [52] B. J. Eggleton, P. S. Westbrook, C. A. White, C. Kerbage, R. S. Windeler, and G. L. Burdge, Cladding-mode-resonances in air-silica microstructure optical fibers, *J. Lightwave Technol.* **18**(8), 1084–1100 (2000).
- [53] J. Canning, N. Groothoff, E. Buckley, T. Ryan, K. Lyytikäinen, and J. Digweed, All-fibre photonic crystal distributed Bragg reflector (PC-DBR) fibre laser, *Opt. Express* **11**(17), 1995–2000 (2003).
- [54] G. Kakarantzas, A. Ortigosa-Blanch, T. A. Birks, P. S. J. Russell, L. Farr, F. Couny, and B. J. Mangan, Structural rocking filters in highly birefringent photonic crystal fiber, *Opt. Lett.* **28**(3), 158–160 (2003).

- [55] N. Groothof, J. Canning, E. Buckley, K. Lyttikainen, and J. Zagari, Bragg gratings in air-silica structured fibers, *Opt. Lett.* **28**(4), 233–235 (2003).
- [56] H. Sorensen, J. B. Jensen, F. Bruyere, and K. P. Hansen, Practical hydrogen loading of air silica fibers, *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, Sydney, Australie (2005).
- [57] J. F. Hyde, n°2272342, Method of making a transparent article of silica, U.S. Patent (1942).
- [58] R. Boucher, W. Morgenroth, H. Roth, H. G. Meyer, C. Liguda, and M. Eich, Etching a submicron holes in SiO_2 , Ta_2O_5 and Nb_2O_5 , *J. Vac. Sci. Technol. B* **2**(22), 519–522 (2004).
- [59] R. Ulrich and R. Torge, Measurement of thin film parameters with a prism coupler, *Appl. Optics* **12**, 2901–2908 (1973).
- [60] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press Inc., 1991.
- [61] M. Koshiba, *Optical Waveguide Analysis*, McGraw-Hill Inc., 1992.
- [62] I. H. Malitson, Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica, *J. Opt. Soc. Am.* **55**(10), 1205–1209 (1965).
- [63] A. Kilian, J. Kirchof, B. Kuhlow, G. Przyrembel, and W. Wischmann, Birefringence free planar optical waveguide made by flame hydrolysis deposition (FHD) through tailoring of the overcladding, *J. Lightwave Technol.* **18**(2), 193–198 (2000).
- [64] E. A. J. Marcatili, Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics, *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2071–2102 (1969).
- [65] M. Koshiba, S. Maruyama, and K. Hirayama, A vector finite element method with the high-order mixed-interpolation type triangular elements for optical waveguiding problems, *J. Lightwave Technol.* **12**(3), 495–502 (1994).
- [66] E. Kerrinckx, Les microstructurations dans les fibres optiques, Thèse de doctorat, Université de Lille 1 (2005).
- [67] D. Ramecourt, Etude de la photosensibilité et de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates hydrogénées, Thèse de doctorat, Université de Lille 1 (2001).
- [68] P. J. Lemaire, Reliability of optical fibers exposed to hydrogen : prediction of long-term loss increases, *Opt. Eng.* **30**(6), 780–789 (1991).

- [69] P. L. Swart and A. A. Chtcherbakov, Study of hydrogen diffusion in boron/germanium codoped optical fiber, *J. Lightwave Technol.* **20**(11), 1933–1941 (2002).
- [70] L. Canham, *Properties of porous silicon*, Inspec - The Institution of Electrical Engineers, 1997.
- [71] R. H. Doremus, *Diffusion of reactive molecules in solids and melts*, John Wiley and Sons, 2002.
- [72] S. Legoubin, Etude expérimentale et théorique de la réponse spectrale de composants photo inscrits dans des fibres optiques, Thèse de doctorat, Université de Lille 1 (1994).
- [73] E. Fertein, Contribution à l'étude des mécanismes de la photoréfraction dans des fibres optiques dopées à l'oxyde de germanium, Thèse de doctorat, Université de Lille 1 (2000).
- [74] B. Leconte, Contribution à l'étude de la photosensibilité des fibres en silice sous l'effet d'une insolation par un laser à ArF, Thèse de doctorat, Université de Lille 1 (1998).
- [75] C. Poulsen, J. Hübner, T. Rasmussen, L. U. A. Andersen, and M. Kristensen, Characterisation of dispersion properties in planar waveguides using UV-induced Bragg gratings, *Elect. Lett.* **31**(17), 1437–1438 (1995).
- [76] T. Erdogan, V. Mizrahi, P. J. Lemaire, and D. Monroe, Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings, *J. Appl. Phys.* **76**, 73–80 (1994).
- [77] G. Meltz and W. W. Morey, Bragg grating formation and germanosilicate fiber photosensitivity, SPIE, Inter. Workshop on Photoinduced Self-Org. effects in Opt. Fib **516**, 185 (1991).
- [78] B. Malo, J. Albert, F. Bilodeau, T. Kitagawa, D. C. Johnson, and K. O. Hill, Photosensitivity in phosphorous-doped silica glass and optical waveguides, *Appl. Phys. Lett.* **65**(4), 394–396 (1994).
- [79] J. Canning and P. F. Hu, Low temperature hypersensitisation of phosphosilicate waveguides in hydrogen, *Opt. Lett.* **26**(16), 1230–1232 (2001).
- [80] D. Razafimahatratra, P. Niay, M. Douay, B. Poumellec, and I. Riant, Comparison between isochronal and isothermal decays of Bragg gratings written through CW exposure of an unloaded germanosilicate fiber, *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, Stuart, Floride , CD2 (1999).

- [81] D. Ramecourt, M. Douay, P. Bernage, and I. Riant, Growth of strength of Bragg gratings written in Hydrogen loaded telecommunication fibre during CW UV exposure, *Electron. Lett.* **35**(4), 3308–3310 (1999).
- [82] T. A. Strasser, A. E. White, M. F. Yan, P. J. Lemaire, and T. Erdogan, Strong Bragg phase gratings in phosphorus-doped fiber induced by ArF excimer radiation, *Proc. Techn. Digest OFC 95*, WN2 (1995).
- [83] T. A. Strasser, Photosensitivity in phosphorous fibers, *Proc. Techn. Digest OFC 96*, TuO1 (1996).
- [84] J. Canning and P. F. Hu, Stability of thermally hypersensitised phosphosilicate waveguides and the characteristic growth curve, *Opt. Express* **9**(10), 476–482 (2001).
- [85] P. L. Swart, M. G. Shlyagin, A. A. Chtcherbakov, and V. V. Spirin, Photosensitivity measurement in optical fibre with Bragg grating interferometers, *Electron. Lett.* **38**(24), 1508–1510 (2002).
- [86] B. Malo, J. Albert, K. O. Hill, F. Bilodeau, and D. C. Johnson, Effective index drift from molecular hydrogen diffusion in hydrogenated-loaded optical fibers and its effect on Bragg grating fabrication, *Electron. Lett.* **30**, 442–444 (1994).
- [87] S. Bardal, A. Kamal, and P. S. J. Russell, Photoinduced birefringence in optical fibers : a comparative study of low-birefringence and high-birefringence fibers, *Opt. Lett.* **17**(6), 411–413 (92).
- [88] A. M. Vengsarkar, Q. Zhong, D. Inniss, W. A. Reed, P. J. Lemaire, and S. G. Kosinski, Birefringence reduction in side-written photoinduced fiber devices by a dual-exposure method, *Opt. Lett.* **19**(16), 1260–1262 (1994).
- [89] T. Erdogan and V. Mizrahi, Characterisation of UV-induced birefringence in photosensitive Ge-doped silica optical fibers, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**(10), 2100–2105 (1994).
- [90] K. Faerch and M. Svalgaard, Molecular hydrogen in planar waveguide structures under high-pressure loading, *Bragg Gratings, Photosensitivity and Poling in Glass Waveguides*, Monterey, Californie, TuA2 (2003).
- [91] J. Canning, M. G. Sceats, H. G. Inglis, and P. Hill, Transient and permanent gratings in phosphosilicate optical fibers produced by the flash condensation technique, *Opt. Lett.* **20**(21), 2189–2191 (1995).

- [92] H. R. Sorensen, J. Canning, and M. Kristensen, Thermal hypersensitisation and grating evolution in Ge-doped optical fibre, *Opt. Express* **13**(7), 2276–2281 (2005).
- [93] A. Hidayat, Contribution à l'étude de la stabilité de réseaux d'indice inscrits dans des fibres optiques germanosilicates à l'aide d'un laser à ArF ou d'un laser Titane-Saphir fonctionnant en régime femtoseconde, Thèse de doctorat, Université de Lille 1 (2001).
- [94] I. Riant, S. Borne, and P. Sansonetti, Dependence of fiber bragg grating thermal stability on grating fabrication process, *Proc. Techn. Digest OFC 96* , 83–84 (1996).
- [95] B. O. Guan, H. Y. Tam, X. M. Tao, and X. Y. Dong, Highly stable fiber Bragg gratings written in hydrogen-loaded fiber, *Photon. Technol. Lett.* **12**, 1349–1351 (2000).
- [96] J. Canning, K. Sommer, and M. Englund, Fibre gratings for high temperature sensor applications, *Meas. Sci. Technol* **12**, 824–828 (2001).
- [97] J. P. Meunier, *Télécoms optiques : composants à fibres, systèmes de transmission (Traité EGEM, série Optoélectronique)*, Hermes Sciences, 2003.
- [98] D. Razafimahatratra, P. Niay, M. Douay, B. Poumellec, and I. Riant, Comparison of isochronal and isothermal decays of Bragg gratings written through continuous-wave exposure of an unloaded germanosilicate fiber, *Appl. Opt.* **39**(12), 1924–1933 (2000).
- [99] V. Beugin, P. Niay, and M. Douay, Isochronal annealing of Bragg gratings written in H₂-loaded or in UV-hypersensitized germano-phosphosilicate planar waveguides : a comparison, *Opt. Express* **13**(18), 6777–6790 (2005).
- [100] P. Ledoux, Mesure de l'état de contrainte dans les fibres et les préformes, Diplôme d'ingénieur CNAM en matériaux (1988).
- [101] I. Camlibel, D. A. Pinnow, and F. W. Dabby, Optical aging characteristics of borosilicate clad fused silica core fiber optical waveguides, *Appl. Phys. Lett.* **26**(4), 185–187 (1975).
- [102] K. E. Chisholm, K. Sugden, and I. Bennion, Effects of thermal annealing on Bragg fibre gratings in boron/germania co-doped fibre, *J. Phys. D : Appl. Phys.* **31**, 61–64 (1998).
- [103] M. Lancry, P. Niay, S. Bailleux, M. Douay, C. Depecker, P. Cordier, and I. Riant, Thermal stability of the 248-nm-induced presensitization process in standard hydrogen-loaded germanosilicate fibers, *Appl. Optics* **41**(34), 7197–7204 (2002).
- [104] J. Crank, *The Mathematics of Diffusion*, Oxford University Press, London, 1975.

- [105] J. H. Chong and M. K. Rao, Development of a system for laser splicing photonic crystal fiber, *Opt. Express* **11**(12), 1365–1370 (2003).
- [106] P. J. Bennet, T. M. Monro, and D. J. Richardson, Toward practical holey fiber technology : fabrication, splicing, modeling and characterization, *Opt. Lett.* **24**(17), 1203–1205 (1999).
- [107] M. C. Phan-Huy, Développement de composants transducteurs et de dispositifs aux fonctionnalités innovantes fondés sur la technologie des fibres microstructurées et des réseaux de Bragg, Thèse de doctorat, Université de Limoges (2006).
- [108] B. Bourliaguet, C. Paré, F. Edmond, A. Croteau, A. Proulx, and R. Vallée, Microstructured fiber splicing, *Opt. Express* **11**(25), 3412–3417 (2003).
- [109] V. Beugin, L. Bigot, P. Niay, M. Lancry, Y. Quiquempois, M. Douay, G. Mélin, A. Fleureau, S. Lempereur, and L. Gasca, Efficient Bragg gratings in phosphosilicate and germanosilicate photonic crystal fiber, *Appl. Opt.* **45**(32), 8186–8193 (2006).
- [110] D. C. Johnson, K. O. Hill, F. Bilodeau, and S. Faucher, New design concept for a narrowband wavelength-selective optical tap and combiner, *Electron. Lett.* **23**(13), 668–669 (1987).
- [111] D. K. W. Lam and B. K. Garside, Characterization of single mode optical fiber filter, *Appl. Opt.* **20**, 440–445 (1981).
- [112] Y. P. Li and C. H. Henry, Silica-based optical integrated circuits, *IEE Proc.-Optoelectron.* **143**(5), 263–280 (1996).
- [113] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, P. Niay, S. Boj, and E. Delevaque, Free spectral range variations of grating-based Fabry-Perot filters photowritten in optical fibers, *J. Opt. Soc. Am. A* **12**(8), 1687–1694 (1995).
- [114] W. Xie, P. Niay, P. Bernage, M. Douay, J. F. Bayon, T. Georges, M. Monerie, and B. Pommellec, Experimental evidence of two types of photorefractive effects occurring during photoinscriptions of Bragg gratings within germanosilicate fibres, *Opt. Communication* **104**, 185–195 (1993).

Publications

Articles publiés

- Optics Express **13** (18), pp. 6777-6790 (2005), “Isochronal annealing of Bragg gratings written in H_2 -loaded or in UV hypersensitized germano-phosphosilicate planar waveguides : a comparison”, V. Beugin, P. Niay and M. Douay.
- Applied Optics **45** (32), pp. 8186-8193 (2006), “Efficient Bragg gratings in phosphosilicate and germanosilicate photonic crystal fiber”, V. Beugin, L. Bigot, P. Niay, M. Lancry, Y. Quiquempois, M. Douay, G. Mélin, A. Fleureau, S. Lempereur and L. Gasca.
- Journal of Non Crystalline Solids **353** (1), pp. 69-76 (2007), “Mechanisms of photosensitivity enhancement in OH-flooded standard germanosilicate preform plates”, M. Lancry, B. Poumellec, V. Beugin, P. Niay, M. Douay, C. Depecker and P. Cordier.
- Applied Optics **46** (4), pp. 456-462 (2007), “Source Coherence Impairments in a Direct Detection DS-OCDMA System”, I. Fsaifes, C. Lepers, M. Lourdiane, P. Gallion, V. Beugin and P. Guignard.

Communications écrites

- Platon (PLAnar Technology for Optical Networks), EEC Project (n° 38168), Deliverable D22.1, “Report on UV processing (photosensitivity enhancement, grating realisation, UV patterning)”, F. Knappe, E. Brinkmeyer, V. Beugin, M. Douay, B. Poumellec, O. Durand, I. Riant.
- Platon (PLAnar Technology for Optical Networks), EEC Project (n° 38168), Deliverable D22.2, “Final report on the thermal stability and on the lifetime predictions”, V. Beugin, M. Douay, P. Niay, B. Poumellec, F. Knappe, E. Brinkmeyer.

Communications orales

- JNOG 03 (Journées Nationales d’Optique Guidée), 12-14 Nov. 2003, Valence, “Comparaison des efficacités de différentes méthodes de photosensibilisation de guides planaires germanosilicates”, V. Beugin, P. Niay, M. Douay, I. Riant, R. Muenzner.
- ECRIN (Marquage, Micro et nano-gravure : technologies et applications inovantes), 23-24 Mars 2004, Paris, “Photo-inscription de composants à réseaux de Bragg dans les verres, fibres optiques et guides planaires pour des applications en télécommunication”, V. Beugin, M. Lancry, F. Hindle, P. Niay, M. Douay.
- Séminaire EPFL (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne), Avril 2004, Lausanne (Suisse), “Comparison of various sensitization methods in germanosilicate optical fibres and planar waveguides”, P. Niay, M. Lancry, V. Beugin, M. Douay.
- Photonics Europe, “Reliability of Optical Fiber Components, Devices, Systems and Network”, 27-28 Avril 2004, Strasbourg (France), “Thermal stability of Bragg gratings written in sensitized planar waveguides”, M. Douay, V. Beugin, P. Niay.
- COST 270 (European Cooperation in the Field of Scientific and Technical Research), “Reliability of Optical Components and Devices in Communications Systems and Networks”, 4-7 Avril 2005, Lausanne (Suisse), “Reliability of Bragg gratings in optical fibres or planar waveguides”, M. Lancry, V. Beugin, P. Niay, M. Douay.
- Industrial Technology, IEEE ICIT ’04 (IEEE International Conference), 8-10 Decembre 2004, Ammamet (Tunisie), “OCDMA low cost access network by using Bragg grating encoders/decoders”, M. Lourdiane, C. Lepers, P. Gallion, V. Beugin.
- Photonics North, Optical Communication Systems and Networks, 12-14 Septembre 2005, Toronto (Canada), “Performance of a 1 Gb/s optical direct sequence CDMA system based on sampled fiber Bragg gratings”, M. Fsaifes, M. Lourdiande, C. Lepers, R. Gabet, V. Beugin, P. Gallion.

- JNOG 05 (Journées Nationales d’Optique Guidée), 8-10 Nov. 2005, Chambéry, “Intérêt du dopage phosphore pour la photoinscription de réseaux de Bragg dans une fibre microstructurée”, V. Beugin, V. Pureur, L. Provino, L. Bigot, G. Mélin, A. Fleureau, S. Lempereur, L. Gasca.
- JNOG 05 (Journées Nationales d’Optique Guidée), 8-10 Nov. 2005, Chambéry, “Photosensibilité dans les verres : microstructurations et fibres à bandes interdites”, M. Douay, V. Beugin, V. Pureur, M. Lancry, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, F. Lopez-Gejo, A. Favre, L. Bigot, P. Niay.

Communication par affiche

- JNOG 04 (Journées Nationales d’Optique Guidée), 25-27 Oct. 2004, Paris, “Vieillissement accéléré par recuit isochrone de réseaux de Bragg photo-inscrits dans les guides planaires germano-phosphosilicates hydrogénés ou hyper-sensibilisés par UV”, V. Beugin, P. Niay, M. Douay.