

N° d'ordre : 4264

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Microondes et Microtechnologies

par

Michèle CARETTE

***Etude des propriétés remarquables de nanofils optiques InP/polymère
en vue de la réalisation de fonctions optoélectroniques hyperfréquences***

Soutenue le 21 novembre 2008

Président :	M. Tuami LASRI	Professeur, Université de Lille 1, IEMN
Rapporteurs :	M. Claude AMRA	Directeur de Recherche, Institut Fresnel, Marseille
	M. Bernard CRETIN	Professeur des Universités, FEMTO-ST, Besançon
Directeur de thèse :	M. Didier DECOSTER	Professeur, Université de Lille 1, IEMN
Co-directrice :	Mme. Dorothee BERNARD	Maître de Conférences, Université de Lille 1, IEMN
Examineurs :	M. Daniel DOLFI	Responsable de laboratoire, Thales R&T
	M. Pascal MAIGNE	Responsable de domaine Scientifique, DGA

Remerciements

Trois ans se sont écoulés depuis le début de cette thèse. Trois ans de doutes, de remises en questions, et surtout trois ans de rencontres, de collaborations, de formations, d'expériences et de joies. Ce mémoire marque la fin de cette aventure et le début d'une nouvelle. Mais tout cela n'aurait pas été possible sans un financement, un laboratoire et un entourage (professionnel et personnel) que je tiens à remercier au travers des quelques mots qui suivent.

Cette thèse s'est déroulée au sein de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, dans l'équipe optoélectronique. Je remercie le Professeur Alain CAPPY, directeur de l'ITEMN, de m'avoir accueillie au sein de son laboratoire. Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un contrat BDI CNRS-Région Nord-Pas-de-Calais et s'intègre au sein de la PREI Nanoguides pour la réalisation de fonctions hyperfréquences et du projet EUROFINDER ARAMOS avec le soutien financier de la DGA.

Tous mes remerciements vont à M. Claude AMRA, Directeur de Recherche à l'Institut Fresnel de Marseille, et à M. Bernard CRETIN, Professeur à l'école Normale Supérieure de Mécanique et des Microtechnologies de Besançon, qui ont accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Je remercie également M. Pascal MAIGNE, Responsable de domaine scientifique à la DGA, M. Daniel DOLFI, Responsable de laboratoire à Thales R&T, et M. Tuami LASRI, Professeur à l'Université de Lille 1, d'avoir accepté de faire partie de ce jury.

Toute ma reconnaissance va au Professeur Didier DECOSTER, Responsable de l'équipe Optoélectronique et Professeur à Polytech'Lille, qui m'a non seulement fait découvrir la microélectronique à Polytech'Lille, mais m'a aussi accueillie au sein de son équipe et a accepté de diriger ma thèse.

L'encadrement a d'ailleurs été effectué conjointement avec Dorothée BERNARD, Maître de Conférences à Polytech'Lille. Je tiens particulièrement à la remercier pour la bonne ambiance de travail, les discussions (scientifiques ou non) que nous avons eues, et le soutien qu'elle m'a apporté.

Merci à Jean CHAZELAS, Directeur de Recherche Associé au CNRS, pour sa contribution à la définition du sujet de thèse.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres de la centrale technologique pour l'aide qu'ils m'ont apportée, et en particulier Christiane LEGRAND, pour la gravure RIE, Michel MÜHLER et Marc FRANCOIS pour la lithographie électronique. Un grand merci à VD, spécialiste du "grattage" de BCB.

Merci au Professeur Yves JAOUEN, au Dr. Renaud GABET et à Philippe HAMMEL de Télécom Paris Tech pour les manip OLCR et à Géraud BOUWMANS de l'IRCIKA pour la source blanche qui m'a permis de caractériser les réseaux de Bragg.

Parallèlement à mon travail de recherche, il m'a également été possible d'enseigner à l'UFR d'IEEA dans le cadre d'un monitorat. Je remercie l'équipe pédagogique pour l'accueil qu'elle m'a

réservé et, plus particulièrement, Romain KOSLOWSKI, pour le temps qu'il a passé avec moi, Virginie HOEL et Nour BOURZGUI pour la confiance qu'ils m'ont accordée, ainsi que Clarisse, moniteur puis ATÈR et surtout amie, qui m'a beaucoup aidée à mes débuts.

Merci à l'ensemble des personnes que j'ai côtoyées au cours de ma thèse, que ce soit au sein de l'équipe opto, au 3ème étage, en salle blanche ou plus généralement à l'IEMN. Je remercie plus particulièrement Jean-Pierre VILCOT, qui trouve toujours le temps de répondre à mes questions. Merci à Marie, ma voisine de bureau, qui m'a beaucoup aidée par son expérience, pour les discussions plus ou moins sérieuses que nous avons eues et pour son rire remarquable, à Denis mon prédécesseur et ami qui m'a formée en salle blanche et à Malek pour la formation à la caractérisation. Merci également à Cathy, Nico, Karine, Freddy... et bon courage aux thésards qui me suivent Stéphane, Arnaud, Christophe, Antoine...

Je remercie Zab, Anthony, Jié, Anne, Justine, Seb... pour leur amitié et leur soutien.

Et enfin, merci du fond du cœur à ma famille qui m'a supportée (dans les deux sens du terme) au cours de ces trois ans, surtout à mes parents, à ma sœur et à JR. Un grand merci à Luân pour sa patience depuis plus de quatre ans...

Liste des abréviations utilisées	v
Introduction générale	1
Chapitre 1 : composants passifs, choix de la structure et fabrication	5
I.A. Choix de la structure passive	5
I.A.1. Cristaux photoniques	5
I.A.2. Guidage via un fort contraste d'indice	7
I.A.2.1. Guides à haut rapport d'aspect : fort contraste d'indice latéral	7
I.A.2.2. Guidage par fort contraste d'indice bidimensionnel	8
I.A.3. Nanofils d'InP dans le Benzocyclobutène (BCB)	10
I.A.3.1. Choix de la structure	10
I.A.3.2. Choix des dimensions	10
I.A.3.2.1. Epaisseur de la matrice de BCB	11
I.A.3.2.2. Caractéristiques des nanofils d'InP	11
I.A.3.2.3. Récapitulatif des structures étudiées	12
I.B. Technologie des guides passifs	13
I.B.1. Epitaxie	14
I.B.2. Création du masque de gravure par lithographie électronique	15
I.B.2.1. Choix de la méthode d'écriture	15
I.B.2.2. Choix de la résine	15
I.B.2.3. Mise en œuvre de la lithographie	17
I.B.2.3.1. Etapes technologiques de la lithographie	17
I.B.2.3.2. Paramètres de l'écriture	18
I.B.2.4. Résultats de l'écriture.	22
I.B.3. Gravure RIE	23
I.B.3.1. Principe de la RIE	23
I.B.3.2. Paramètres de la RIE	23
I.B.3.2.1. Puissance RF	23
I.B.3.2.2. Pression	24
I.B.3.2.3. Chimie du plasma et composition	24
I.B.3.3. Optimisation de la gravure	24
I.B.3.3.1. Optimisation sur le bâti Plasmalab 80	25
I.B.3.3.2. Conséquences du changement de bâti de gravure	28
I.B.3.4. Exemples de réalisation	29
I.B.4. Incorporation des nanofils dans la matrice de polymère	30
I.B.4.1. Introduction de la couche inférieure de confinement : report de substrat	30
I.B.4.1.1. Différentes techniques de report	30
I.B.4.1.2. Choix du polymère : le benzocyclobutène (BCB)	32
I.B.4.1.3. Technologie employée	33
I.B.4.1.4. Conclusion sur le report de substrat	36
I.B.4.2. Séparation des guides et dépôt de la couche supérieure de confinement	37
I.B.4.2.1. Attaque chimique du substrat et de la couche d'arrêt	37
I.B.4.2.2. Couche supérieure de confinement	40
I.B.5. Clivage	41
I.B.5.1. Mise en œuvre et difficultés inhérentes au BCB	41
I.B.5.2. Amélioration du clivage	41
I.B.6. Conclusion sur l'étape de fabrication	43
I.C. Conclusion du chapitre 1	43
Bibliographie du chapitre 1, dans l'ordre d'apparition	45

Chapitre 2 : caractérisation des composants passifs	51
II.A. Nanofils d'InP dans le BCB	51
II.A.1. Rappel des structures étudiées	51
II.A.2. Caractérisation qualitative : observation de la face de sortie	52
II.A.2.1. <i>Description du banc de caractérisation</i>	52
II.A.2.2. <i>Résultats de l'observation</i>	53
II.A.2.3. <i>Bilan de la caractérisation qualitative</i>	54
II.A.3. Caractérisation quantitative : mesure des pertes d'insertion	55
II.A.3.1. <i>Description du banc de mesure</i>	55
II.A.3.2. <i>Méthode de caractérisation utilisée : mesure des pertes d'insertion</i>	55
II.A.3.3. <i>Pertes totales de couplage (entrée + sortie)</i>	56
II.A.3.4. <i>Pertes de propagation</i>	58
II.A.4. Introduction d'une couche de Ti	62
II.A.4.1. <i>Caractérisation qualitative</i>	62
II.A.4.2. <i>Caractérisation quantitative</i>	63
II.A.4.2.1. <i>Pertes de propagation</i>	63
II.A.4.2.2. <i>Situation dans le contexte international</i>	65
II.A.4.2.3. <i>Pertes totales de couplage (entrée+sortie)</i>	66
II.A.4.3. <i>Conclusion sur l'introduction d'une couche de titane</i>	66
II.B. Amélioration du couplage	67
II.B.1. Dispositifs pour l'injection latérale	67
II.B.2. Adaptateurs de mode en entonnoir inversé pour les nanofils InP dans le BCB	69
II.B.2.1. <i>Première structure étudiée</i>	69
II.B.2.2. <i>Influence de la largeur de la pointe</i>	72
II.B.3. Conclusion sur l'amélioration du couplage	72
II.C. Mesures interférométriques : un comportement inhabituel des structures guidantes ?	74
II.C.1. Caractérisation par la méthode Pérot Fabry	74
II.C.1.1. <i>Explication de la méthode de caractérisation</i>	74
II.C.1.2. <i>Résultats des caractérisations effectuées sur les guides InP/BCB</i>	74
II.C.2. Caractérisation par réflectométrie à faible cohérence (Optical Low Coherence Reflectometry, OLCR)	78
II.C.2.1. <i>Principe de la mesure</i>	79
II.C.2.2. <i>Résultats obtenus</i>	80
II.C.2.3. <i>Conclusion sur les caractérisations OLCR</i>	81
II.D. Conclusion du chapitre 2	82
Bibliographie chapitre 2, dans l'ordre d'apparition	84
Chapitre 3 : réseaux de Bragg, fonction retard variable	89
III.A. Introduction : réseaux de Bragg et retard	89
III.A.1. Nécessité d'une fonction retard variable	89
III.A.2. Réseaux de Bragg	90
III.A.2.1. <i>Notions de base des réseaux de Bragg</i>	90
III.A.2.1.1. <i>Principe de fonctionnement et condition de Bragg</i>	91
III.A.2.1.2. <i>Réseaux de Bragg sur nanofil d'InP : couplage fort</i>	91
III.A.2.2. <i>Retard dans les réseaux de Bragg</i>	93

III.B. Conception et réalisation de réseaux de Bragg sur nanofils d'InP dans le BCB	94
III.B.1. Conception des réseaux de Bragg sur nanofil d'InP	94
III.B.1.1. <i>Choix des structures étudiées</i>	94
III.B.1.2. <i>Difficultés de conception</i>	95
III.B.1.3. <i>Choix du pas des réseaux</i>	97
III.B.2. Fabrication des réseaux de Bragg	98
III.B.2.1. <i>Difficultés technologiques</i>	99
III.B.2.2. <i>Réalisations technologiques</i>	100
III.C. Caractérisation des réseaux passifs	102
III.C.1. Détermination du spectre : démonstration de l'effet Bragg	102
III.C.1.1. <i>Dispositif expérimental</i>	102
III.C.1.2. <i>Résultats obtenus</i>	103
III.C.2. Quantification du retard accessible	105
III.C.2.1. <i>Dispositif expérimental</i>	105
III.C.2.2. <i>Evaluation théorique du retard accessible</i>	106
III.D. Perspective : vers une fonction retard variable optoélectronique	108
III.E. Bilan du chapitre 3	110
Bibliographie chapitre 3, dans l'ordre d'apparition	111
Chapitre 4 : interrupteur tout optique	113
IV.A. Interrupteurs fondés sur la saturation d'absorption	113
IV.A.1. Principe de fonctionnement	113
IV.A.2. Deux caractéristiques essentielles	115
IV.A.2.1. <i>Puissance de commande</i>	115
IV.A.2.2. <i>Temps de vie des porteurs</i>	115
IV.B. Structures étudiées	117
IV.B.1. Comparaison des deux structures proposées	117
IV.B.2. Absorption dans ces structures	118
IV.B.2.1. <i>Détermination de l'épaisseur d'absorbant</i>	118
IV.B.2.2. <i>Influence du confinement (largeur des nanofils)</i>	119
IV.B.2.3. <i>Evaluation de la puissance nécessaire à saturer l'absorption</i>	120
IV.B.3. Conclusion sur les structures proposées	122
IV.C. Réalisation technologique	123
IV.C.1. Absorbant au cœur de la structure	123
IV.C.2. Absorbant sur le dessus du guide	124
IV.D. Caractérisation	126
IV.D.1. Première expérience sur guide droit	126
IV.D.2. Caractérisation de la structure à absorbant dans le nanofil	129
IV.D.2.1. <i>Difficultés de caractérisation</i>	129
IV.D.2.2. <i>Résultats des caractérisations</i>	130
IV.E. Conclusion et perspectives	134
Bibliographie chapitre 4, dans l'ordre d'apparition	135
Conclusion et perspectives	137
Annexes	141

Liste des abréviations utilisées

ARAMOS	Architectures for Advanced Modulation in Optoelectronics-RF Oscillators and in RF-systems
BCB	Benzocyclobutène
BPM 3D	Beam Propagation Method 3 Dimensions, méthode des faisceaux propagés à 3 dimensions
CH ₄	Méthane
cST	Centistoke, unité de viscosité
DGA	Délégation Générale pour l'Armement
EJM	Epitaxie par Jets Moléculaires
EBL	Electron Beam Lithography, lithographie par faisceau d'électrons
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifier, amplificateur à fibre dopée erbium
FIB	Focus Ion Beam, sonde ionique focalisée
FOX	Flowable OXYde resist, nom commercial de l'hydrogène silsesquioxane
HCl	Acide chlorhydrique
H ₃ PO ₄	Acide phosphorique
H ₂ O ₂	Eau oxygénée
HF	Acide fluorhydrique
HNO ₃	Acide nitrique
HSQ	Hydrogène SilsesQuioxane
IEMN	Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies
IRCICA	Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée
KOH	Hydroxyde de potassium
OLCR	Optical Low Coherence Reflectometry, réflectométrie à faible cohérence
MBE	Mocular Beam Epitaxy : épitaxie par Jets Moléculaires
MEB	Microscope Electronique à Balayage
PH ₃	Phosphine
PREI	Projet de Recherche Exploratoire et Innovation
RF	Radiofréquence
RIE	Reactive Ion Etching ; Gravure Ionique Réactive
ICP	Inductively Coupled Plasma, plasma à couplage inductif
RMS	Root Mean Square
rpm	Rotation par minute : unité de vitesse

Liste des abréviations utilisées

rpm/s	rpm per second, unité d'accélération
SOI	Silicon On Insulator, une couche de silicium monocristalline séparée du substrat de silicium par une couche de silice
sccm	Standard Centimeter Cube per Minute, unité de débit de gaz, 1 sccm correspond à un débit de 1 cm ³ de gaz par minute à 0°C et à la pression atmosphérique
SRH	Schockley-Read-Hall
TE	Transverse Electrique, champ \vec{E} parallèle aux couches épitaxiées
TM	Transverse Magnétique, champ \vec{E} perpendiculaire aux couches épitaxiées
TPA	Two Photon Absorption, absorption à deux photons

Introduction générale

L'accroissement de la densité des environnements électromagnétiques et de la complexité des architectures systèmes place l'optoélectronique - hyperfréquence comme une des technologies stratégiques des systèmes aéroportés et spatiaux. Des fonctions opto-hyperfréquences d'un haut niveau de complexité, telles que la sommation, la commutation et la génération optiques de signaux hyperfréquences, ont ainsi été démontrées en optique intégrée classique.

Parallèlement, de nombreux travaux de recherche ont été menés en nanophotonique (cristaux photoniques, guides à haut rapport d'aspect, guides à fort contraste d'indice...) et ont démontré leurs potentialités pour la création de circuits intégrés de très grande compacité. La plupart de ces travaux ont été réalisés dans la filière silicium, dans laquelle le *SOI (Silicon On Insulator)* offre une plateforme de choix du fait du fort contraste d'indice existant entre le silicium et la silice. Des interconnexions optiques de bonne qualité mais aussi des filtres ou encore des résonateurs ont ainsi été démontrés. Cependant, les propriétés optiques du silicium compliquent le passage aux fonctions actives.

Une alternative, explorée au cours de la thèse de D.Lauvernier, est d'adapter la structure à fort contraste d'indice du SOI au matériau III-V. Il s'agit alors d'insérer un fil en matériau III-V dans une matrice de bas indice optique (polymère) par report de substrat. Dans la continuité de ces travaux nous nous proposons d'étudier les propriétés de nanofils d'InP insérés dans le benzocyclobutène (BCB).

Plus particulièrement, nous nous proposons d'explorer les apports des propriétés spécifiques de ces nanoguides pour la création de fonctions opto-hyperfréquences, difficiles d'accès par d'autres technologies. Ce travail, impulsé par Thales Systèmes Aéroportés et en collaboration avec Thales Research & Technology, est soutenu par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA) au travers de la PREI *Nanoguides pour la réalisation de fonctions hyperfréquences*. Il a pour but d'étudier deux fonctions particulières :

- grâce au fort confinement et à la nanostructuration périodique d'un nanofil optique, il s'agit dans un premier temps d'exploiter le phénomène d'onde lente dans les cristaux photoniques, existant lorsque la fréquence de l'onde optique est

voisine de la bande interdite photonique, en vue de la synthèse de retards hyperfréquences. Cet élément pourrait intervenir dans la stabilisation d'un oscillateur optoélectronique hyperfréquence dans le cadre du projet Eurofinder *ARAMOS*.

- il s'agit ensuite d'exploiter les volumes extrêmement faibles offerts par nos nanofils, ainsi que la forte densité de puissance qui y règne, pour exacerber des effets non-linéaires et les exploiter pour aboutir, à terme, à un interrupteur hyperfréquence ultra-rapide à commande optique.

Nous nous proposons dans ce travail d'étudier la faisabilité de telles fonctions au travers d'une approche plutôt expérimentale. En effet, du fait de leurs dimensions réduites, les objets que nous étudions sont extrêmement sensibles à toute variation de taille, ce qui complique leur conception et leur fabrication.

Dans ce travail de thèse, l'accent sera plutôt mis sur la mise au point des technologies de base qui permettront d'aboutir à ces fonctions et aux premières validations expérimentales de ces nouvelles technologies. C'est pourquoi nous n'avons pas cherché à aboutir à la démonstration complète des deux fonctions envisagées, démonstration qui se poursuivra dans le cadre de la PREI, mais plutôt à vérifier l'existence des effets physiques qui sont la base de ces fonctions.

Ce mémoire s'articule en quatre parties.

Les chapitres 1 et 2 sont consacrés aux structures passives.

Le premier chapitre présente dans un premier temps les différentes techniques de guidage existantes en nanophotonique et justifie le choix de la structure. Il s'attache ensuite à décrire la technologie employée pour la création des nanofils d'InP dans le BCB, fondée sur le report de substrat. La réalisation des nanofils en elle-même s'avère délicate et a nécessité une longue optimisation du fait des faibles dimensions de nos structures et de leur sensibilité à toute variation de taille.

Le deuxième chapitre s'intéresse à la caractérisation de ces structures passives, par des techniques classiques afin d'obtenir les pertes de propagation et de couplage, mais aussi par interférence à faible cohérence (OLCR) réalisée à Télécom Paris Tech avec l'aide du Pr. Y.Jaouen, du Dr. R.Gabet et de P.Hammel. Par ailleurs, nous nous sommes intéressés au problème du couplage dans les guides nanométriques à fort confinement, obstacle majeur à leur utilisation. Nous présentons la solution que nous apportons à ce problème.

Les chapitres 3 et 4 sont consacrés à la fonctionnalisation des guides InP/BCB en vue de la création des deux fonctions hyperfréquences préalablement citées.

Le chapitre 3 s'intéresse à la conception, à la fabrication et à la caractérisation optique de réseaux de Bragg sur nanofil d'InP dans le BCB, structure de base envisagée pour la création de retards hyperfréquences. La fabrication de ces réseaux est une difficulté majeure du fait de leur forte sensibilité aux dimensions de la nanostructuration. Leur caractérisation a, quant à elle, nécessité l'emploi d'une source blanche et a donc été réalisé à l'IRCICA (Institut de Recherche sur les Composants logiciels et matériels pour l'Information et la Communication Avancée) en collaboration avec G.Bouwman.

La création d'un interrupteur ultrarapide à commande optique est envisagée au chapitre 4. Le principe de cet interrupteur y est exposé et deux structures ont été proposées et fabriquées. Ce premier essai technologique a conduit à la caractérisation sous faible et forte puissance de l'une de ces deux structures (la plus simple sur un plan technologique) caractérisation qui fera l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

Chapitre 1 : composants passifs, choix de la structure et fabrication

Ce premier chapitre est consacré aux guides passifs, structure de base de tout circuit intégré. Après un tour d'horizon des techniques de guidage existantes en nanophotonique, nous présentons dans les paragraphes qui suivent la structure de nos guides, soit un fil d'InP dans une matrice de benzocyclobutène (BCB), et en justifions le choix. Nous détaillons également les différentes étapes clefs du procédé de fabrication, original puisque basé sur un report de substrat par voie adhésive.

I.A. Choix de la structure passive

Pour répondre au besoin croissant de miniaturisation, les circuits intégrés optiques doivent gagner en compacité. Ceci commence par la création de guides d'ondes de faibles dimensions autorisant des changements de direction rapides sans introduire de pertes excessives. Les techniques "conventionnelles" de guidage, fondées sur une faible différence d'indice optique entre le cœur du guide et la gaine, ne peuvent relever ce défi. En effet, ce type de guides a des dimensions latérales supérieures au micron mais surtout, le faible contraste d'indice impose de grands rayons de courbure ($> 1000 \mu\text{m}$) et des espaces entre les guides importants pour maintenir l'isolation optique.

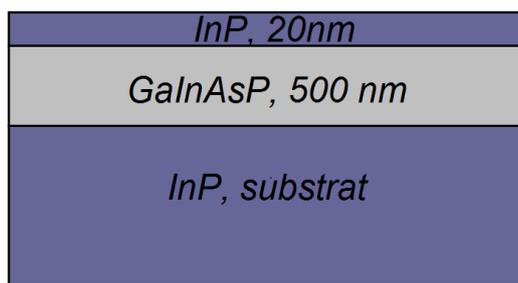
Pour parvenir à la photonique à forte densité d'intégration, les activités de recherche s'organisent en deux axes principaux : les cristaux photoniques et le plus traditionnel guidage par l'indice, adapté à la nanophotonique (fort contraste d'indice optique). Nous présentons succinctement ces deux approches avant de détailler la structure que nous avons choisie.

I.A.1. Cristaux photoniques

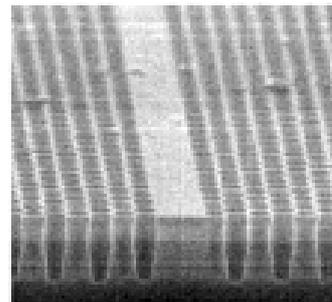
Le principe de base de ces structures est de créer pour la lumière une *bande interdite photonique*, comme il en existe pour les électrons dans les matériaux cristallins, d'où le terme de *cristaux photoniques*. Il s'agit donc de structurer le matériau à l'échelle de la longueur d'onde en créant un fort contraste d'indice périodique. En pratique, on réalise un réseau de trous dans le matériau, alternant ainsi l'indice du semiconducteur ($n \approx 3$) et celui de l'air ($n = 1$). En fonction de la forme des trous et de la périodicité du réseau, le cristal photonique empêche la propagation d'une certaine gamme de longueurs d'onde par

réflexion distribuée. La création d'un défaut linéaire dans sa périodicité permet la création d'un guide : la lumière y est confinée et ne peut s'échapper dans le reste du cristal du fait de la bande interdite.

La réalisation d'un cristal photonique en trois dimensions est peu évidente. On associe donc souvent un réseau 2D à la structure classique d'un guide, afin d'assurer le confinement vertical (Figure I.A-1). Le cristal photonique 2D, quant à lui, assure le confinement latéral, autorisant alors les courbures abruptes désirées.



(a) structure assurant le confinement vertical



(b) réseau 2D avec un défaut linéaire

Figure I.A-1 : guide en cristal photonique [1]. Le confinement est assuré verticalement par l'épitaxie (a) et horizontalement par le cristal photonique (b)

Cependant, le confinement vertical reste faible, résultant en des pertes radiatives ou des fuites vers le substrat, ce qui se traduit par des pertes de propagation élevées, de l'ordre de 100 dB/cm [1]. Pour réduire ces pertes, une première solution consiste à graver profondément les trous (Figure I.A-2, 18 et 35 dB/cm sur InP [2]). Malheureusement la gravure de motifs à haut rapport d'aspect est délicate, or, les performances des cristaux photoniques sont très sensibles à la forme, à la rugosité et à la profondeur des trous.

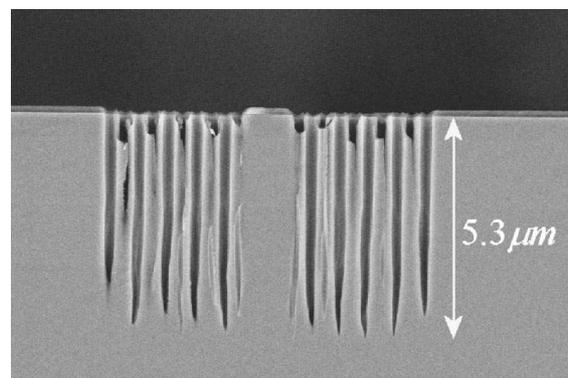


Figure I.A-2 : cristal photonique fortement gravé [2], diamètre des trous : 250 nm. A noter : forme irrégulière du fond de gravure, à l'origine de pertes de propagation

Une seconde solution consiste à renforcer le contraste d'indice vertical, par exemple à travers la réalisation de membranes (Figure I.A-3). Mais d'autres problèmes sont alors

soulevés, comme la sensibilité à la température, la fragilité ou la difficulté d'intégration dans un circuit.

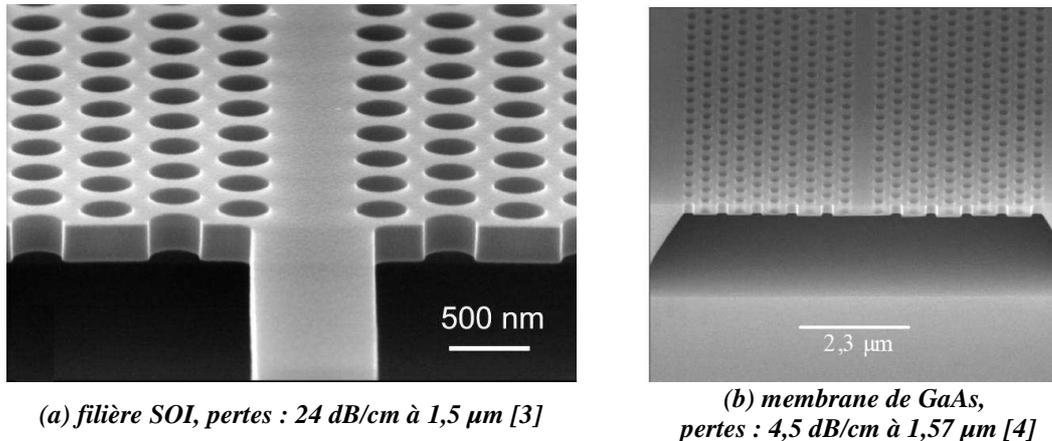


Figure I.A-3 : cristaux photoniques membranaires

Même si l'introduction d'un fort contraste d'indice vertical permet de réduire les pertes, les cristaux photoniques n'en restent pas moins difficiles à concevoir et à fabriquer, du fait de leur forte sensibilité aux variations de la périodicité ou de la forme des éléments du réseau. Par leur nature distribuée, ils occupent sur un circuit une place plus importante qu'un simple "fil" optique. C'est pourquoi, nous nous sommes orientés vers ces fils, c'est à dire vers un guidage par l'indice mais avec un fort contraste entre le cœur et la gaine.

I.A.2. Guidage via un fort contraste d'indice

Plus simple de conception, le guidage par l'indice est exploité depuis longtemps. Cependant, pour accéder aux dimensions nanométriques et au fort confinement désirés, il est nécessaire d'utiliser un fort contraste d'indice entre le cœur et la gaine. Or les semiconducteurs, matériaux de base des circuits intégrés photoniques, ont un indice optique de l'ordre de 3. Par conséquent, l'accès à la nanophotonique n'est pas immédiat.

I.A.2.1. Guides à haut rapport d'aspect : fort contraste d'indice latéral

Les guides à haut rapport d'aspect constituent une première solution, étudiée au sein de l'équipe optoélectronique lors des travaux de thèse de A.Beaurain [5] et de M.Lesecq [6]. Il s'agit de partir d'une structure épitaxiale classique, constituée d'une couche de haut indice optique entre deux couches d'indice plus faible, et de la graver profondément sur plusieurs microns. Cette gravure profonde permet de créer une couche de confinement inférieure qui va à la fois renforcer le confinement latéral du mode et limiter les fuites vers le substrat (Figure I.A-4).

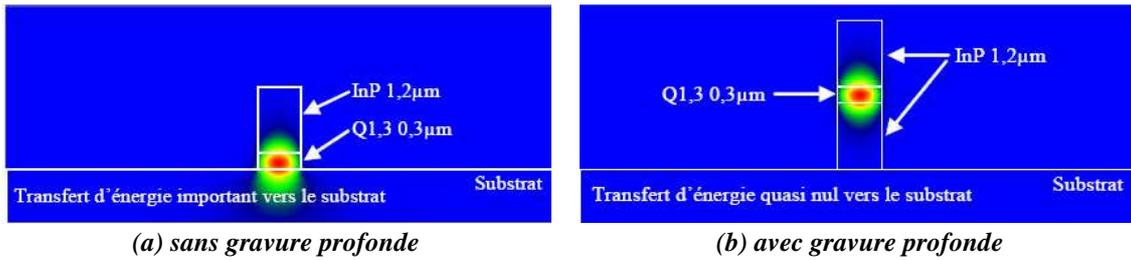


Figure I.A-4 : impact de la gravure profonde sur le profil de mode et les fuites vers le substrat [6]

Si ce type de guide permet la création de changements de direction rapides à faibles pertes [7] (Figure I.A-5), les pertes de propagation y sont assez élevées pour des guides de faibles largeurs (40 dB/cm pour des guides de 0,5 μm de large). En effet, plus le guide est étroit, plus la propagation est sensible aux rugosités, or une gravure profonde à très faible rugosité de flancs est difficile à maîtriser. De plus, plus le guide est étroit, plus le mode s'étire vers le substrat, créant ainsi des pertes supplémentaires. Approfondir la gravure permettrait de diminuer cet effet, mais accentuerait la fragilité des guides, liée à leur fort rapport d'aspect.

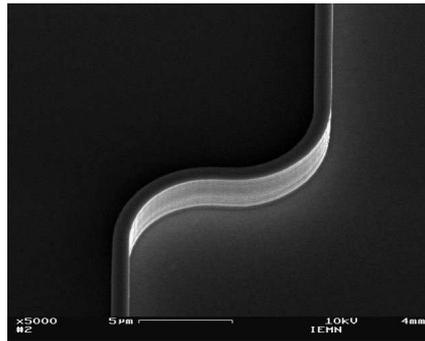


Figure I.A-5 : guides de 0,8 μm de large présentant des coudes de 5 μm de rayon ; profondeur de gravure : 2,7 μm [6]

Par conséquent, nous nous orientons vers une structure à fort contraste d'indice tant horizontal que vertical, même si les structures à haut rapport d'aspect sont mieux adaptées au dépôt d'électrodes [8].

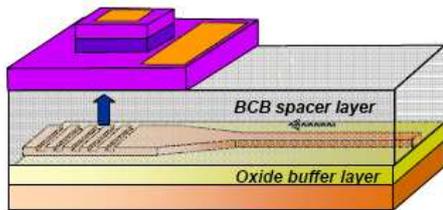
I.A.2.2. Guidage par fort contraste d'indice bidimensionnel

La nanophotonique à fort contraste d'indice bidimensionnel a connu un fort développement ces dernières années grâce à l'existence du *Silicon On Insulator* (SOI). Fabriqué par report de substrat, le SOI est constitué d'une couche de silicium monocristalline séparée du substrat de silicium par une couche de silice. La présence de la silice garantit le contraste d'indice vertical ($n(\text{SiO}_2) = 1,46$ et $n(\text{Si}) = 3,48$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) tout en limitant les pertes vers le substrat. La définition d'un ruban dans la couche supérieure de silicium permet alors la création d'un guide optique à fort confinement

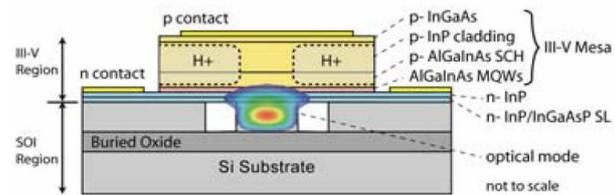
bidimensionnel. Les guides SOI peuvent être de deux types, soit "ruban" soit enterrés dans la silice, mais dans les deux cas, ils se caractérisent par des pertes de propagation très faibles (3,5 dB/cm à 1,55 μm [3]).

Des composants passifs de bonne qualité, tels que des filtres, des résonateurs [9], des démultiplexeurs [10]... ont ainsi été fabriqués mais le passage en actif aux longueurs d'onde des télécommunications s'avère plus délicat, du fait du gap indirect du silicium. Cependant, en utilisant le fort confinement régnant dans les nanoguides pour exploiter des effets non linéaires dans le silicium, différentes fonctions actives ont été démontrées telles que l'amplification d'un signal basée sur l'effet Raman [11], la conversion de longueur d'onde par *Four-wave-mixing* [12], la modulation d'un signal par absorption à deux photons [13].

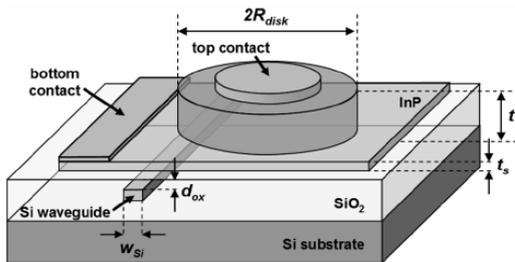
Des technologies hybrides ont donc vu le jour, alliant des interconnexions en SOI avec des composants actifs en filière III-V (Figure I.A-6) grâce au report de substrat [14, 15, 16, 17]. Cependant, ce genre de technologie réduit le rôle des guides à fort contraste d'indice à celui d'interconnexions, sans chercher à utiliser leurs potentialités, liées notamment au fort confinement qui peut y régner. De plus, ce genre d'approche nécessite de maîtriser les deux technologies et amène souvent à des composants moins performants qu'en technologie uniquement III-V [18].



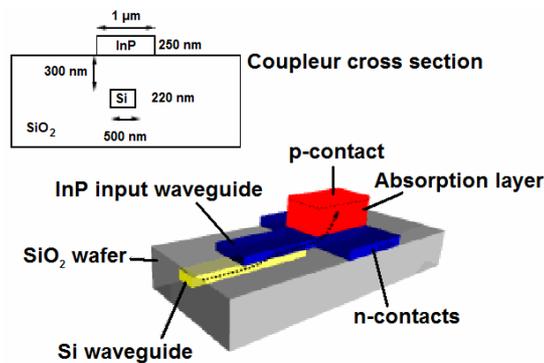
(a) photodétecteur en III-V reporté sur un circuit SOI [14]



(b) laser à puits quantique AlGaInAs reporté sur un guide SOI ($0,76 \times 2 \mu\text{m}^2$) [15]



(c) laser à base de microdisque en filière InP couplé à un nanofil en silière SOI [16]



(d) photodétecteur en filière InP couplé à un nanofil en filière SOI [17]

Figure I.A-6 : schémas de structures hybrides III-V/SOI

Une technologie monolithique en filière III-V faciliterait le passage aux composants actifs. Malheureusement, cette filière ne possède pas d'oxyde d'aussi bonne qualité que la silice et, donc, pas d'équivalent au SOI. M.Takenaka et Y.Nakano proposent l'utilisation de l'InAlAs oxydé comme couche de confinement inférieure [19], mais aucune réalisation technologique n'a encore été effectuée à notre connaissance.

I.A.3. Nanofils d'InP dans le Benzocyclobutène (BCB)

I.A.3.1. Choix de la structure

Nous choisissons une solution mixte : des nanofils de III-V, pour le cœur du guide, insérés dans une matrice de polymère (benzocyclobutène, BCB, $n_{BCB} = 1,53$ à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) par report de substrat. Le report de substrat intervient à la fin du processus de fabrication, ce qui permet de fabriquer le circuit photonique en filière III-V monolithique. En outre, il devient possible d'utiliser toutes les potentialités des guides à fort confinement dans la conception même des composants actifs, sans limiter leur rôle à celui de lien entre deux composants actifs reportés.

Les premiers guides III-V/polymère sont proposés par Y.MA [20] et sont constitués d'un cœur d'InGaAs ($0,45 \mu\text{m} \times 0,8 \mu\text{m}$) inséré dans le BCB. Les pertes de propagation y ont été évaluées à 8,7 dB/cm.

Les travaux de thèse de D. Lauvernier au sein de l'équipe optoélectronique ont permis de démontrer la faisabilité de nanofils utilisant cette structure III-V/polymère. Pour des raisons de moindre fragilité, cette démonstration a été réalisée en filière GaAs. Les pertes de propagation d'un fil de GaAs de section carrée de 300 nm de côté dans le BCB ont été évaluées à 50 dB/cm.

L'objectif de ce travail étant d'étudier les potentialités des nanoguides III-V/BCB pour la réalisation de composants actifs aux longueurs d'onde des télécommunications, nous choisissons de travailler en filière InP, afin de bénéficier d'effets électro-optiques plus importants.

La structure de base de nos composants est donc constituée d'un nanofil d'InP inséré dans une matrice de BCB (Figure I.A-7)

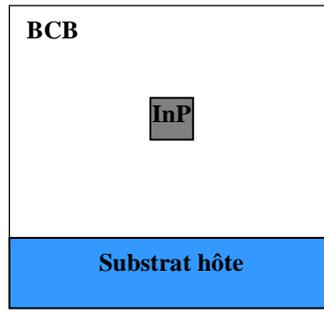


Figure I.A-7 : schéma de la structure étudiée : nanofil d'InP dans une matrice de BCB

I.A.3.2. Choix des dimensions

I.A.3.2.1. Épaisseur de la matrice de BCB

La couche de BCB se distingue en deux *parties* : une couche supérieure de confinement, qui permet l'obtention d'une structure symétrique et protège les guides des pollutions extérieures, et une couche inférieure de confinement, introduite par report de substrat.

La couche inférieure de confinement permet d'isoler le mode optique du substrat. Son épaisseur doit donc être suffisamment importante pour en limiter l'influence sur la propagation. De façon simplifiée, plus cette couche est épaisse, moins les pertes de couplage vers le substrat seront élevées.

Cependant, nous sommes limités par des problèmes de clivage, détaillés au paragraphe I.B.5 : une couche de BCB trop épaisse va perturber le clivage et empêcher l'utilisation et la caractérisation de nos composants. Nous nous sommes limités à une épaisseur d'environ $5\ \mu\text{m}$ pour la couche de confinement inférieure, ce qui est garant d'une bonne isolation optique. L'épaisseur de la couche supérieure est fixée à environ $2,5\ \mu\text{m}$ de BCB soit une épaisseur totale de BCB d'environ $7,5\ \mu\text{m}$.

I.A.3.2.2. Caractéristiques des nanofils d'InP

L'axe principal de ce travail est la réalisation de nanofils de section carrée. En effet, un guide carré présente l'avantage d'être théoriquement insensible à la polarisation, du fait de sa structure symétrique. Reste à déterminer la largeur de ce côté. Pour ce faire, nous nous sommes appuyés sur des résultats d'une analyse modale réalisée avec le logiciel commercial FIMMWAVE (commercialisé par Photon Design)

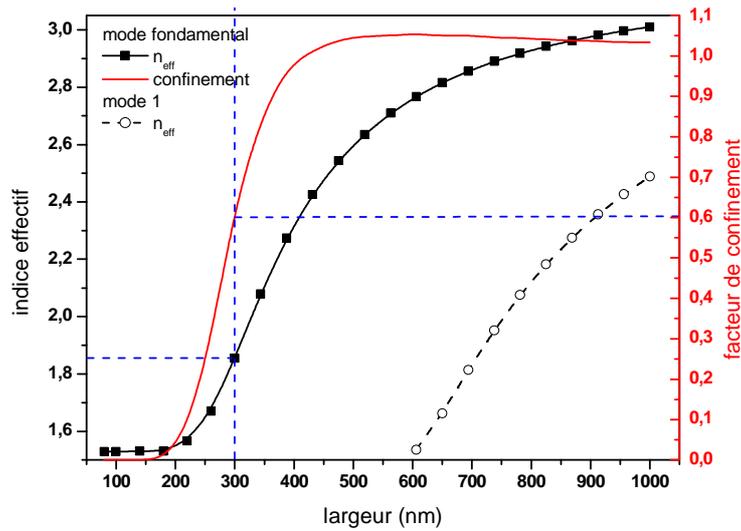


Figure I.A-8 : indice effectif et confinement du mode optique dans un nanofil d'InP de section carrée dans le BCB (FIMMWAVE)

Nous choisissons une arête de 300 nm de côté ce qui permet de garantir une propagation monomode mais aussi d'obtenir un fort confinement dans le nanofil (facteur de confinement : 0,6). Ce fort confinement présente un double intérêt :

- Pour les structures passives, il permet de créer des changements de direction sans pertes excessives
- Pour les structures actives, il devrait permettre de bénéficier d'une forte densité de puissance

Nous avons également réalisé des nanofils de 100, 200 et 400 nm de large afin d'étudier l'impact de la largeur sur le comportement optique.

I.A.3.2.3. Récapitulatif des structures étudiées

Les principales caractéristiques des structures passives étudiées sont résumées Figure I.A-9.

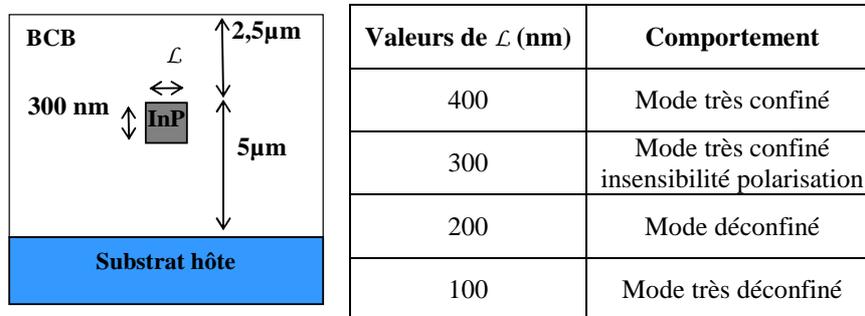


Figure I.A-9 : caractéristiques des guides passifs étudiés

Nous détaillons dans ce qui suit la technologie permettant d'obtenir ces guides à fort contraste d'indice.

I.B. Technologie des guides passifs

La technologie employée pour la réalisation de nos structures s'articule en deux étapes clefs : la définition du nanofil d'InP et l'introduction de la couche de confinement en BCB. Nous en résumons les principales étapes technologiques dans le Tableau I.B-1

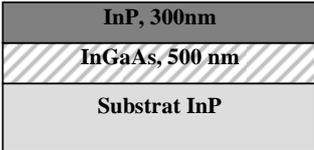
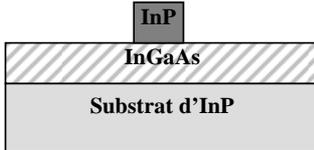
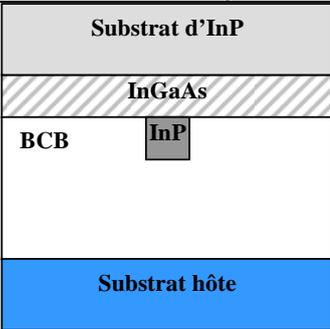
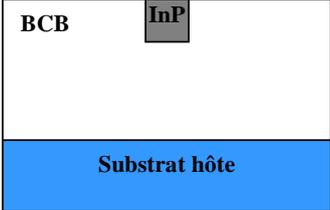
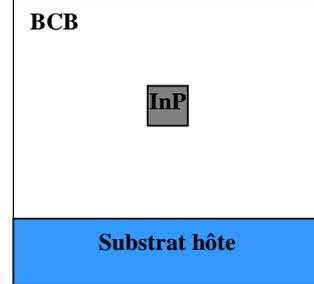
Définition du cœur de guide : le nanofil d'InP		
Epitaxie	Définition du masque de gravure : lithographie	Transfert des motifs dans l'InP : gravure RIE
		
Insertion de la couche de confinement : report de substrat		
Couche inférieure de confinement : collage adhésif	Retrait du substrat épitaxial : gravure humide	Dépôt de la couche supérieure de confinement
		

Tableau I.B-1 : représentation schématique des différentes étapes de la fabrication des guides InP/BCB

L'étape de définition du nanofil d'InP consiste en un procédé classique de croissance épitaxiale (hauteur du nanofil), de définition d'un masque de gravure par lithographie (largeur et forme du fil d'InP) et de gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching, RIE). La taille nanométrique de nos motifs rend critique ces étapes, du fait de la grande influence des rugosités sur les pertes de propagation [21] mais aussi de la forte dépendance de l'indice effectif à la largeur de nos guides (Figure I.A-8). Nous les détaillons donc séparément dans la partie qui suit.

L'introduction de la couche de bas indice quant à elle s'effectue via un report de substrat par voie adhésive. Nous justifions dans le paragraphe I.B.4 le choix du report adhésif ainsi que l'utilisation du BCB en tant que couche de bas indice optique.

Une étape supplémentaire s'ajoute à cette technologie pour permettre l'injection et donc l'utilisation des interconnexions optiques ainsi fabriquées : le clivage. Cette étape recèle dans notre cas des difficultés particulières, inhérentes à la structure de nos guides. Nous

les présentons paragraphe I.B.5 ainsi que les solutions que nous y avons apportées.

I.B.1. Épitaxie

L'objectif de ce travail étant les applications orientées pour les télécommunications à 1,55 μm , nous avons choisi la filière InP. Le substrat de croissance et la couche guidante de notre structure sont donc constitués d'InP. Par ailleurs, afin de fixer précisément la hauteur de nos guides et compte tenu de notre procédé technologique comprenant deux gravures (l'une pour définir la largeur des guides (RIE), l'autre pour éliminer le substrat de croissance (gravure humide)), il est nécessaire d'insérer une couche d'arrêt entre le substrat et la couche guidante en InP. Outre la grande sélectivité¹ que cette couche doit présenter lors des gravures, elle doit également être facilement enlevée de la couche guidante sans y créer de dégâts ni de variations d'épaisseur. Notre choix s'est tourné vers l'InGaAs. Ce composé présente une bonne sélectivité lors de la gravure de l'InP aussi bien par RIE que chimiquement via une solution d'HCl. D'autre part, il peut être retiré par une solution ($\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$) sans endommager l'InP [22].

Les épitaxies qui servent de support à nos guides sont donc constituées d'un substrat d'InP, d'une couche d'arrêt de 500 nm d'épaisseur en InGaAs et d'une couche guidante d'une épaisseur égale à la hauteur finale de nos nanofils, dans notre cas 300 nm (Figure I.B-1). Elles sont réalisées par Epitaxie par Jets Moléculaires (EJM ou MBE) au sein de l'IEMN (groupe EPIPHY).

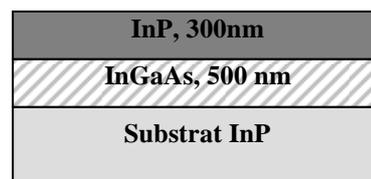


Figure I.B-1 : épitaxie employée pour la réalisation de nos structures passives en nanofils d'InP enrobés dans le BCB

¹ **Sélectivité** : rapport de la vitesse de gravure du matériau à graver (InP ici) à la vitesse de gravure de la couche d'arrêt (ou du masque)

I.B.2. Création du masque de gravure par lithographie électronique

I.B.2.1. Choix de la méthode d'écriture

La définition de nos nanofils passe par la réalisation d'un masque de gravure où sont définis les motifs (largeur et forme) qui seront ensuite transférés dans la couche guidante. Ce masque est réalisé par lithographie, procédé permettant de structurer une résine via un rayonnement électromagnétique. L'IEMN dispose de deux procédés lithographiques différents : une lithographie optique (photolithographie) et une lithographie électronique (Electron Beam Lithography, EBL). Si la photolithographie est facile d'utilisation et moins coûteuse, son gros inconvénient est sa faible résolution, liée à la longueur d'onde d'insolation (248 nm). L'utilisation d'un rayonnement dit *deep UV* (UV profond) permet de réaliser des motifs de l'ordre de quelques centaines de nanomètres [23], cependant cette méthode n'est pas maîtrisée à l'IEMN. Notre choix s'est donc tourné vers la lithographie électronique, détaillée paragraphe I.B.2.3.

La lithographie électronique repose sur l'écriture directe des motifs dans la résine, pixel par pixel, à l'aide d'un faisceau d'électrons (taille : 5 nm). Elle offre une très haute résolution, un bon alignement entre les niveaux de masquage, une facilité de modification des motifs et une souplesse de travail au niveau des matériaux et des résines. Par contre l'EBL nécessite un équipement lourd et se révèle lente comparativement à la photolithographie (plusieurs heures, voire jours, contre quelques minutes).

Notons que d'autres techniques telles que la nanoimpression [24] ou la lithographie par immersion [25] sont en cours de développement et devraient permettre la réalisation de motifs de taille nanométrique de façon plus rapide en vue d'une industrialisation des composants issus de la recherche.

I.B.2.2. Choix de la résine

Les travaux de thèse de D. Lauvernier [26] ont montré l'efficacité de l'Hydrogène SilsesQuioxane (HSQ) comme masque pour la gravure de nanofils dans le GaAs. Dans la continuité de ces travaux, nous nous proposons d'utiliser cette résine électronique négative¹ comme masque de gravure pour nos nanofils en InP. Nous en résumons ici les principales propriétés.

¹ **Résine négative** : la partie insolée (soumise aux rayonnements) devient insoluble dans le révélateur.

Outre une très haute résolution (8 nm [27]), la HSQ présente aussi une faible variation de largeur de ligne. Cette propriété est importante dans notre cas, puisque des variations non désirées de la largeur de nos guides peuvent avoir des conséquences importantes sur leur comportement optique (pertes de propagation). Ceci s'explique par la structure compacte en « cage » (Figure I.B-2a) de ce polymère inorganique (formule $(\text{HSiO}_3)_{2n}$). Cette structure particulière limite la formation et la taille des agrégats, principaux responsables de la fluctuation de largeur de ligne [28]. Il en résulte une rugosité des flancs de la résine HSQ très faible (rugosité RMS $\approx 0,92$ nm [27]).

Lors de la lithographie, cette structure en cage se voit modifiée, sous l'action conjuguée du faisceau d'électrons et d'un mécanisme d'oxydation : elle s'approche alors de celle de la silice (Figure I.B-2b).

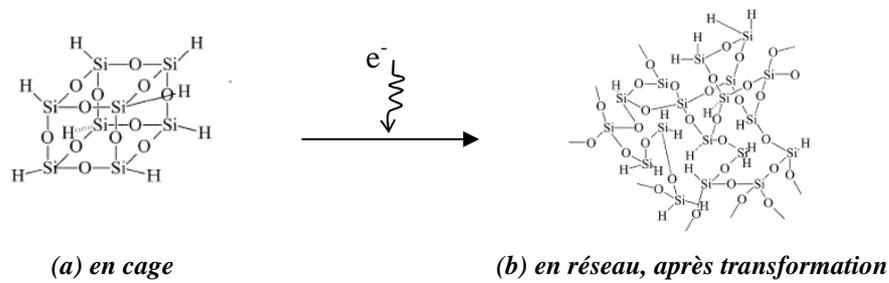


Figure I.B-2 : structure de la HSQ [29]

La réaction de transformation de la HSQ n'étant pas totale, la sélectivité de gravure reste limitée : pour le GaAs elle n'est que de 3 [30]. Or, nous utilisons une épaisseur de résine de 150 nm, ce qui ne permet pas d'envisager sereinement la gravure de la couche guidante en InP (épaisseur : 300 nm) et encore moins une gravure plus profonde avec des couches de fonctionnalisation de nos nanofils.

Cependant, il est possible d'amplifier le processus de transformation de la HSQ en "pseudo silice" par un mécanisme d'oxydation, soit thermique soit via un plasma O_2 . Dans notre cas, nous réalisons cette *densification* de la HSQ via un plasma O_2 , qui permet une transformation plus complète qu'un simple traitement thermique [30]. La sélectivité de gravure est alors fortement augmentée. Ainsi pour une gravure RIE par un plasma $\text{CH}_4(6 \text{ sccm})/\text{Ar}(10 \text{ sccm})/\text{H}_2(50 \text{ sccm})$ à 225 W et 50 mTorr de l'InP, nous avons mesuré une sélectivité de 9.

I.B.2.3. Mise en œuvre de la lithographie

I.B.2.3.1. Étapes technologiques de la lithographie

Nous utilisons pour la réalisation pratique de notre masque de gravure de la HSQ dissoute dans du méthyl-isobuthyl-cetone, commercialisée par Dow Corning sous le nom FOX-12 (Flowable OXyde resist), permettant l'obtention d'épaisseurs comprises entre 97 nm et 197 nm.

Dans un premier temps, le substrat est désoxydé dans un bain d'acide fluorhydrique (HF) suivi d'un rinçage à l'eau désionisée et à l'alcool. Nous effectuons également une déshydratation sur plaque à 200°C pendant 10 min.

Les différentes étapes de la lithographie sont résumées Tableau I.B-2.

Dépôt de la HSQ	Ecriture électronique	Révélation	Densification de la HSQ

Tableau I.B-2 : étapes de la réalisation du masque de gravure

Le dépôt de résine, ou *enduction*, est effectué à l'aide d'une tournette afin d'obtenir une épaisseur d'environ 150 nm ($v = 1000$ rpm, $a = 1000$ rpm/s, $t = 60$ s). Un recuit en deux phases sur plaque à 150°C puis 220°C pendant 2 minutes à chaque température permet d'éliminer les solvants.

L'écriture est réalisée au moyen d'un masqueur EBPG 5000+ de Leica avec une tension d'accélération de 50kV. Les différents paramètres de cette écriture sont détaillés au paragraphe suivant.

La HSQ est révélée pendant 1 minute dans un mélange AZ400/eau désionisée (1/3,5). L'AZ400 est une solution à base de KOH commercialisée par Clariant qui permet l'obtention d'un fort contraste (donc des motifs bien définis) avec, en contrepartie la nécessité d'employer une dose importante lors de l'écriture [27].

Finalement, afin d'achever sa transformation en "pseudo silice", la HSQ subit une "densification" par un plasma O₂ (40sccm) pendant 10 minutes à 80 W et 50 mTorr.

I.B.2.3.2. Paramètres de l'écriture

Le principe de la lithographie électronique est de briser les liaisons de la résine aux endroits voulus en y apportant suffisamment d'énergie. Le principal paramètre de l'écriture est donc la dose, c'est-à-dire la quantité d'énergie par unité de surface à apporter pour permettre la scission des liaisons chimiques. Cette dose ne dépend pas seulement de l'épaisseur et de la nature de la résine, mais également de la densité des motifs, de leur forme, de la nature du substrat... car des effets complexes entrent en jeu, regroupés sous le terme d'*effet de proximité*.

I.B.2.3.2.a. Effet de proximité et correction

Lors de leurs parcours dans la matière, les électrons interagissent avec leur environnement de trois façons :

- Création d'électrons secondaires : issus de la dissipation d'énergie des électrons incidents. Les électrons secondaires sont les principaux responsables de la transformation de la résine.
- Diffusion progressive des électrons dans la résine (*forward scattering*) : phénomène de réflexion des électrons suivant de petits angles tout au long de leur parcours dans la matière. Cette diffusion est à l'origine d'un élargissement du faisceau mais peut-être limitée en utilisant des épaisseurs de résine faibles ou en augmentant la tension d'accélération.
- Rétro-diffusion (*backscattering*) : à l'interface résine / substrat, les électrons sont rétrodiffusés avec de grands angles et repartent en arrière, à une distance qui peut-être significative par rapport au faisceau initial, entraînant une double insolation et des variations de dose inhomogènes. Le phénomène est d'autant plus important que le numéro atomique du substrat est élevé.

Ces différents effets, en particulier les deux derniers, limitent la propagation rectiligne des électrons : l'enveloppe de leur trajectoire forme une poire de diffusion (Figure I.B-3), d'autant plus large que la tension d'accélération est faible.

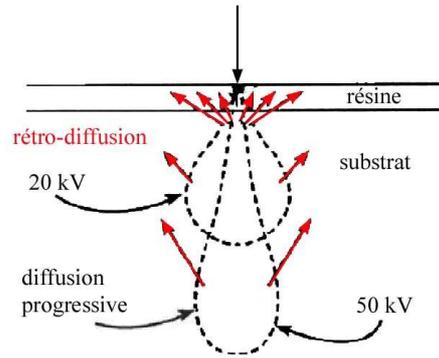
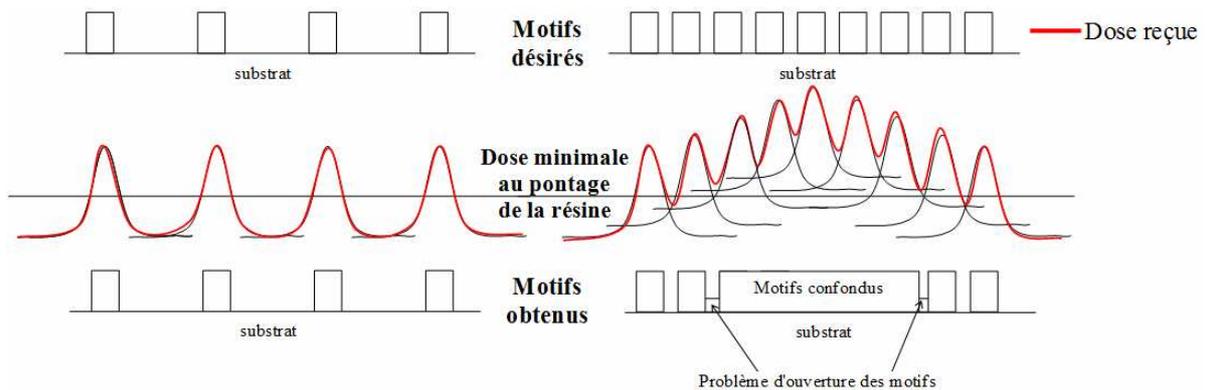
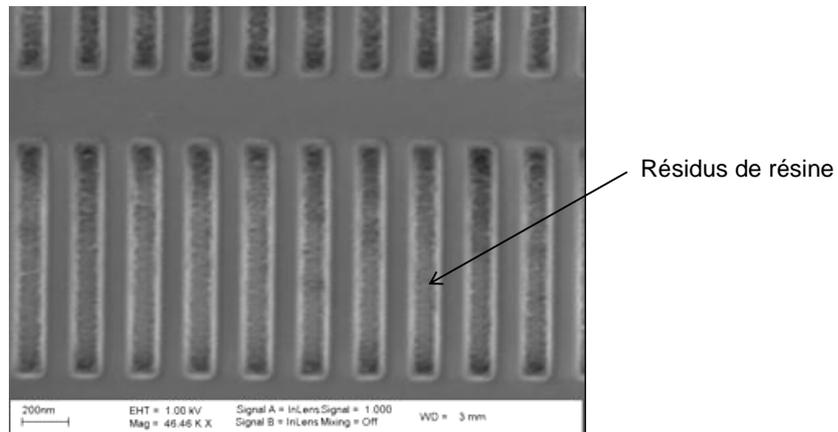


Figure I.B-3 : effet des interactions électrons / matière sur la forme du faisceau d'électrons lors de l'écriture

Il en résulte une dose appliquée non uniforme : la dose reçue par un motif est influencée par son/ses voisin(s), c'est l'effet de proximité. Si un motif est isolé, la dose est plus faible sur les bords qu'au centre du motif. Si deux motifs sont proches l'un de l'autre, une partie de l'exposition du premier se superposera à celle du deuxième et inversement. Dans le cas d'une résine négative, comme la HSQ, il en résulte des zones non ouvertes, des motifs distordus ou plus larges que prévu (Figure I.B-4).



(a) couplage entre des doses voisines à l'origine de l'effet de proximité



(b) illustration pratique : problème d'ouverture dans un réseau de Bragg

Figure I.B-4 : effet de proximité dans le cas d'une résine négative

Combinaison de la rétro-diffusion et de la diffusion progressive des électrons, l'effet de proximité est donc influencé par les mêmes paramètres (tension d'accélération, épaisseur de résine ou numéro atomique du matériau constitutif du substrat). Mais ces derniers sont fixés par nos choix technologiques.

Nous devons donc tenir compte de ces effets lors de l'écriture de notre masque, soit en modifiant le dessin soit en faisant varier la dose appliquée en fonction de la forme et du voisinage de nos motifs. C'est la deuxième solution que nous utilisons en divisant chaque motif en différentes zones à l'aide du logiciel PROXECO AISS. Chaque zone se voit attribuer des coefficients de multiplication, relatifs à la dose initiale, ou *dose de base*. Le Tableau I.B-3 présente des exemples de coefficients de correction de proximité employés lors de l'écriture de nos guides, en fonction de leur taille (guides de 350 et 100 nm) ou de leur voisinage (guides couplés = deux guides de 350 nm espacés de 100 nm).

Motifs	Guide 350	Guide 100	Guides couplés
Coefficients appliqués	2,17	22,22	2

Tableau I.B-3 : coefficients multiplicatifs employés pour corriger l'effet de proximité

I.B.2.3.2.b. Détermination de la dose : essais de Dose

Afin de déterminer la dose de base, c'est-à-dire la dose qui sera multipliée par les coefficients de correction de proximité lors de l'écriture, nous effectuons un *essai de dose*. Son principe consiste à écrire plusieurs fois un motif, en augmentant à chaque fois d'une quantité définie la dose de base appliquée à la résine, et à observer la qualité des motifs.

Le Tableau I.B-4 présente les paramètres des deux essais de dose qui ont permis de déterminer la dose de base utilisée par la suite, lors de l'écriture de nos motifs. Notons que, dans un souci d'économie, ces essais ont été effectués sur un substrat d'InP sans épitaxie.

Tension (kV)	Résolution (nm)	Correction de proximité	Dose de départ ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	Incrément ($\mu\text{C}/\text{cm}^2$)	Nombre de motifs
50	5-25	Oui	500	50	50
50	5-25	Oui	2600	25	40

Tableau I.B-4 : paramètres des différents essais de doses réalisés

Ces différents essais permettent de tracer la courbe de sensibilité de la HSQ, c'est-à-dire la variation de l'épaisseur de résine (Figure I.B-5 a) ou de la largeur (Figure I.B-5 b) des

motifs en fonction de la dose. La Figure I.B-5 présente les courbes de sensibilité pour un guide de 350 nm de large, en dose réelle (dose de base multipliée par les coefficients de proximité, soit 2,17 pour un guide de 350 nm de large). Les hauteurs sont mesurées à l'aide d'un profilomètre Alpha Step Tencor, quant aux largeurs, elles sont évaluées au MEB (Microscope Electronique à Balayage, Zeiss Ultra 55).

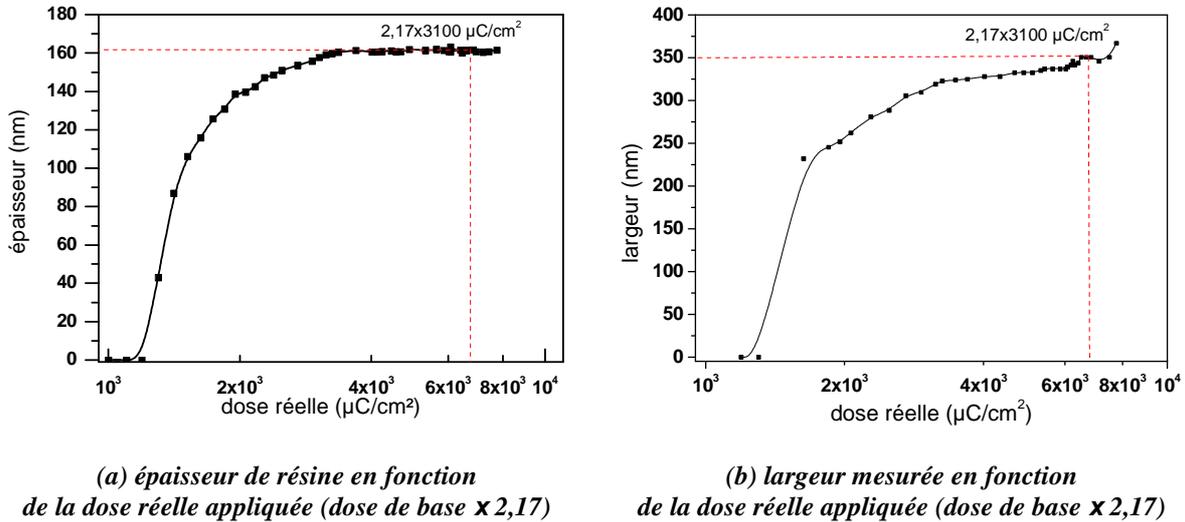


Figure I.B-5 : courbes de sensibilité de la FOX-12 pour un guide de 350 nm

On constate une forte variation dans les doses les plus faibles, suivie d'un infléchissement à des doses plus fortes, quand la quantité d'électrons devient suffisante pour permettre la transformation de la HSQ. Remarquons également que les doses réelles appliquées sont importantes : la largeur voulue (350 nm) n'est obtenue que pour une dose réelle d'environ $6700 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (coefficient (2,17) x dose de base ($3100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$)). Ceci s'explique car la HSQ ne possède ni chaîne carbonée ni groupement organique susceptible de la sensibiliser aux électrons secondaires.

Grâce à ces courbes et aux observations de nos motifs au MEB, nous sommes capables de déterminer une gamme de dose où les motifs de résines ont les caractéristiques désirées. En pratique, nous utilisons une dose de base de $3100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour nos guides.

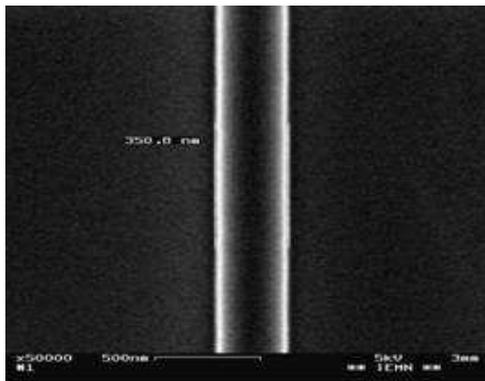
D'autre part, la courbe de sensibilité de l'épaisseur permet de déterminer le contraste

vertical, défini par la formule suivante : $c = \frac{\partial \left(\frac{d}{d_0} \right)}{\partial (\log D)}$ où d est l'épaisseur de résine après

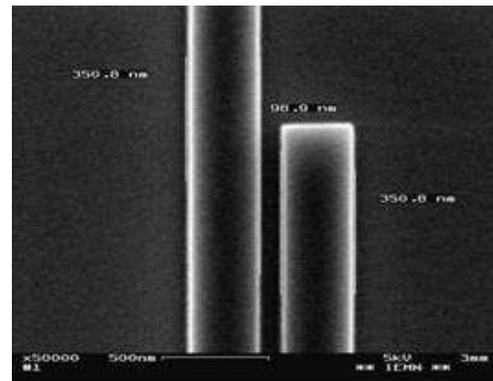
écriture et révélation, d_0 , l'épaisseur de résine déposée et D la dose appliquée. La fabrication des circuits intégrés exige un contraste supérieur à 5 [31] ; dans notre cas, il s'élève à 7,5, ce qui est garant d'une bonne définition des motifs.

I.B.2.4. Résultats de l'écriture.

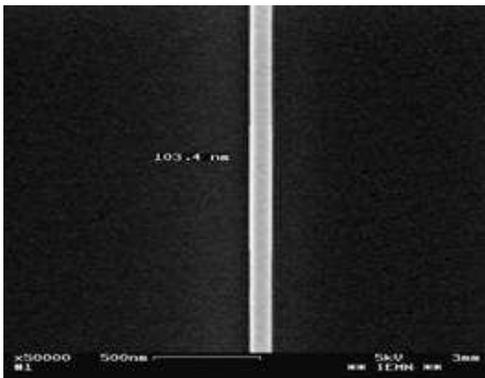
La mise au point de l'étape d'écriture a permis la réalisation d'un masque de résine HSQ bien défini, pour des motifs de formes et de tailles diverses (Figure I.B-6). L'écriture s'effectue à l'aide d'une dose de base de $3100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ et en utilisant des coefficients de correction de l'effet de proximité, qui tiennent compte non seulement de la taille du motif mais également de son voisinage.



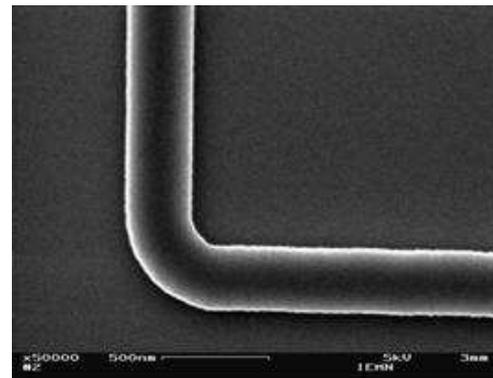
(a) guide de 350 nm de large



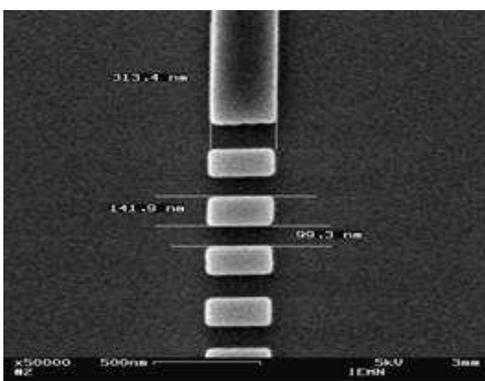
(b) guides couplés de 350 nm de large, espace inter guide : 100 nm



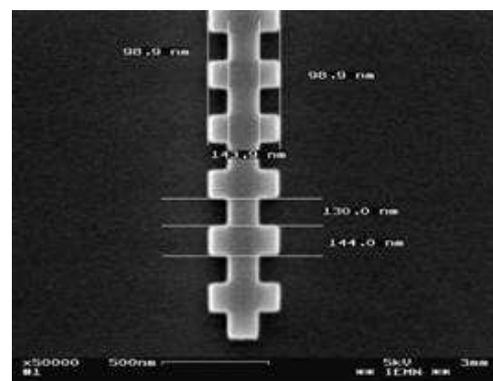
(c) guide de 100 nm de large



(d) guide coudé (R=1 μm)



(e) réseau vertical (pas 280 nm)



(f) guide vertical latéral (pas 280 nm)

Figure I.B-6 : exemples de motifs nanométriques en HSQ sur InP après révélation

I.B.3. Gravure RIE

L'étape de lithographie a permis l'obtention d'un masque de résine HSQ de bonne qualité. Grâce à un plasma O₂ de densification, nous pouvons l'utiliser directement pour graver les motifs dans notre couche guidante. C'est une étape critique de notre technologie puisqu'elle doit produire des flancs droits avec une rugosité minimale. Dans ce but, nous utilisons la Gravure Ionique Réactive (Reactive Ion Etching) car c'est une technique de gravure sèche à forte anisotropie qui permet la réalisation de petits motifs avec une rugosité assez faible. Nous présentons succinctement dans ce qui suit le principe de la RIE et les différents paramètres qui entrent en jeu avant de relater les différents essais qui ont permis de déterminer les bons paramètres pour la réalisation de nos nanofils.

I.B.3.1. Principe de la RIE

La RIE est un procédé de gravure anisotrope utilisant un ou plusieurs gaz ionisés sous forme d'un plasma. Cet état de la matière est généré à l'aide d'un champ électrique oscillant entre deux électrodes. La gravure provient de la combinaison d'une attaque chimique par les espèces réactives et d'une pulvérisation physique liée au bombardement ionique. Les composantes physiques et chimiques se complètent : le bombardement améliore la partie chimique, par exemple en favorisant l'absorption des réactifs ou la désorption des espèces.

La verticalité des flancs de gravure résulte d'un compromis entre la partie physique et la partie chimique. Dans notre cas, une gravure trop "chimique" occasionnerait des sous-gravures importantes alors qu'une composante physique trop importante produirait des flancs droits mais une érosion rapide du masque de gravure et surtout une rugosité importante, dommageable pour les performances en propagation de nos guides.

I.B.3.2. Paramètres de la RIE

Les paramètres de la RIE sont nombreux : puissance RF, pression au sein de la chambre de gravure mais aussi le type de chimie et la composition du plasma. Ces différents paramètres doivent être optimisés pour obtenir le bon compromis, aboutissant aux caractéristiques adéquates.

I.B.3.2.1. Puissance RF

Plus la puissance RF est importante, plus le taux d'ionisation du plasma augmente. La pulvérisation et la désorption des produits non volatiles s'en trouvent alors facilitées, entraînant une gravure plus rapide et plus anisotrope.

I.B.3.2.2. Pression

Si la pression est trop importante, la densité des radicaux neutres est grande et de nombreuses collisions au sein du plasma entraînent une diminution du libre parcours moyen et donc de l'énergie moyenne des ions : le bombardement ionique perd de son efficacité, la composante chimique prédomine et l'anisotropie est mauvaise. En outre une pression élevée favorise le dépôt d'un film de polymère.

Par conséquent, nous choisissons de travailler à basse pression, ce qui améliore l'anisotropie de la gravure.

I.B.3.2.3. Chimie du plasma et composition

La chimie du plasma dépend du matériau à graver. Nous avons choisi une chimie à base de $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ qui permet d'obtenir une bonne anisotropie mais aussi une vitesse de gravure plus élevée et surtout une surface moins rugueuse qu'une chimie à base de chlore.

Le méthane et l'hydrogène constituent les deux agents actifs de ce plasma [32] : le méthane se décompose en CH_3 et réagit avec l'indium (formation de $\text{In}(\text{CH}_3)_3$) alors que l'hydrogène réagit avec le phosphore pour créer de la phosphine (PH_3).

Lors d'une gravure de l'InP avec ces deux espèces uniquement, un polymère se dépose sur la surface exposée au plasma. Ce dépôt offre certes une plus grande sélectivité entre le masque et le substrat, mais il se traduit surtout par une sur-gravure liée à l'élargissement du masque, voire à la création de rugosités supplémentaires. La composante physique du plasma joue, dans ce cas, un rôle important puisqu'elle permet de retirer progressivement le polymère et donc d'en atténuer les effets néfastes. Nous ajoutons par conséquent de l'argon à la composition de notre plasma pour accentuer le bombardement.

En vue de limiter le dépôt de polymère lorsque la gravure est longue, il est également possible d'alterner des cycles de gravure avec des cycles de nettoyage par plasma O_2 .

I.B.3.3. Optimisation de la gravure

En faisant varier les différents paramètres décrits ci-dessus (puissance, pression, chimie du plasma), nous avons réalisé différents tests de gravure afin d'obtenir le meilleur résultat. Signalons qu'un processus de gravure n'est valable que sur un bâti de gravure, à un moment donné, et qu'il nécessite donc une réactualisation régulière afin de suivre les évolutions de ce bâti. Dans notre cas, le bâti de RIE a été modifié au cours de la réalisation de ces travaux et nous avons donc dû adapter notre processus de gravure. Nous présentons ici le

processus d'optimisation de la gravure sur le premier bâti RIE Plasmalab 80 de Oxford® puis nous indiquons les modifications effectuées pour l'utilisation du nouveau bâti Plasmalab 80+ de Oxford®.

I.B.3.3.1. Optimisation sur le bâti Plasmalab 80

La vitesse de gravure RIE dépend fortement de la taille des échantillons et de la densité des motifs, donc de la surface à graver, par conséquent, il eut été préférable de mener à bien l'optimisation sur des demi-plaques de deux pouces avec le masque définitif. Cependant, pour des considérations pratiques les essais de gravure ont été réalisés sur des quarts de plaques de 2 pouces de diamètre avec le masque utilisé pour les essais de dose. Le Tableau I.B-5 présente les paramètres des différents essais réalisés.

Essai	Pression (mTorr)	Puissance (W)	Composition : CH₄/Ar/H₂ (sccm)	Temps (min)	Nombre de nettoyages
1	50	225	6/10/50	26	3
2	50	250	6/10/50	20	2
3	50	250	12/10/50	20	2
4	50	250	6/10/24	15	1
5	35	250	6/10/50	15	1

Tableau I.B-5 : paramètres des différents essais de gravure réalisés sur le premier bâti Plasmalab 80

Après retrait du masque de HSQ à l'acide fluorhydrique (HF), les structures sont observées au MEB. Des découpes localisées sont également réalisées au microscope à faisceau d'ions (Focus Ion Beam, FIB), ce qui nous permet de juger de la qualité des gravures (profil et ouverture des interstices). Du platine est déposé aux endroits des découpes afin de protéger l'échantillon des dégâts du faisceau d'ions. Malheureusement, le platine diminue le contraste et on a parfois du mal à distinguer les contours des guides : dans un souci de lisibilité, ils sont renforcés d'un trait blanc.

Le premier essai de gravure conduit à une vitesse de 155 Å/min et à une sélectivité du masque de gravure de 9. Les profils de gravure ainsi obtenus sont présentés Figure I.B-7 pour des guides de 100 nm (a), 350 nm (b) et des guides couplés (c). L'observation au MEB montre une sous-gravure importante, particulièrement marquée sur le guide de 100 nm, et des dimensions inférieures à celles escomptées. La coupe au FIB des guides couplés révèle un interstice très peu gravé. En effet, la gravure d'un espace étroit (100 nm) entre deux structures larges (350 nm chaque) est plus lente : la composante physique est moindre (filtrage mécanique) et la diffusion des espèces chimiques est réduite [33]. Pour y

remédier nous avons donc, au cours des différents essais qui ont suivi, joué sur les paramètres cités au paragraphe précédent.

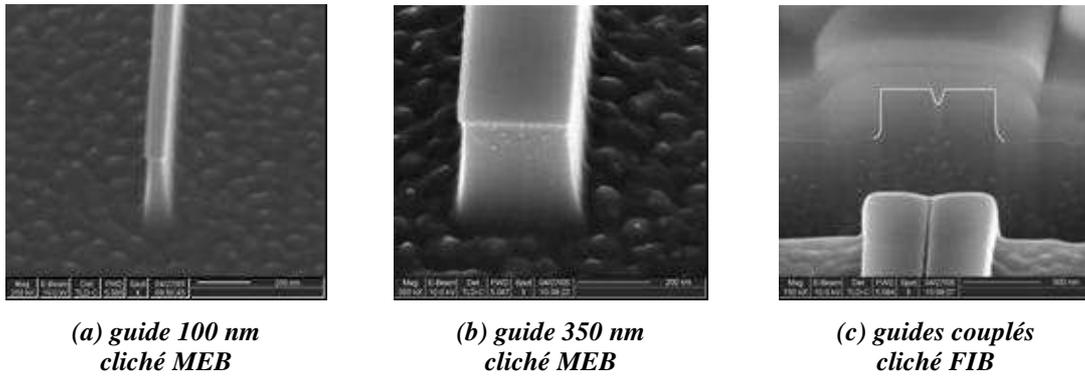


Figure I.B-7 : gravure $\text{CH}_4(6 \text{ sccm})/\text{Ar}(10 \text{ sccm})/\text{H}_2(50 \text{ sccm})$, à 50 mTorr, 225 W, 20 min ; gravure réalisée sur le premier bâti de RIE plasmalab 80

Pour diminuer la sous-gravure [32], nous optons pour une augmentation de la puissance à 250 W. Ceci se traduit par une augmentation de la vitesse de gravure à 200 Å/min et, paradoxalement, par une augmentation de la sélectivité de la HSQ, qui passe à 14. Nous attribuons cette augmentation de la sélectivité à un dépôt de polymère plus important : la gravure s'effectuant plus rapidement, le temps de gravure est plus court et les nettoyages O_2 sont répartis différemment. Par contre, le profil de nos guides n'est que peu amélioré (Figure I.B-8) : si l'espace entre les guides couplés est un peu plus profond (a), les flancs des guides présentent toujours une sous-gravure notable, surtout ceux de 100 nm (b) et des réseaux de Bragg (c).

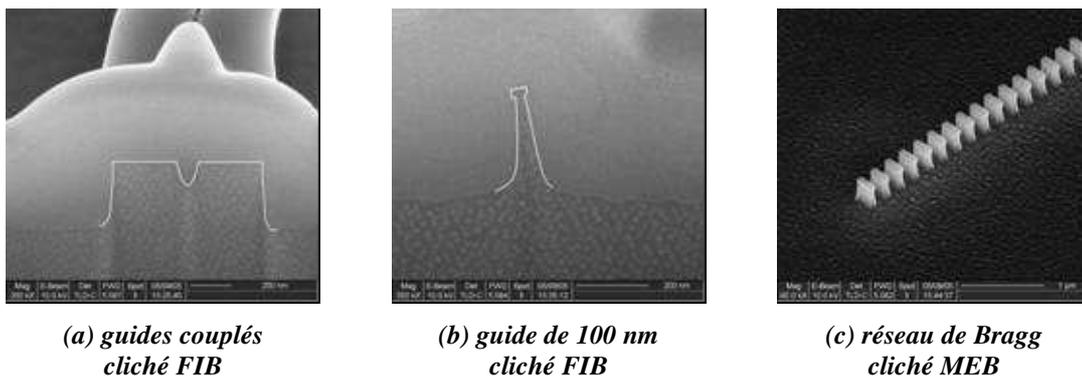


Figure I.B-8 : gravure $\text{CH}_4(6 \text{ sccm})/\text{Ar}(10 \text{ sccm})/\text{H}_2(50 \text{ sccm})$, à 50 mTorr, 250 W, 20 min ; gravure réalisée sur le premier bâti de RIE plasmalab 80

Augmenter de nouveau la puissance peut amener des rugosités dommageables pour le comportement optique de nos guides. Nous nous intéressons cette fois à la chimie du plasma en augmentant le taux de CH_4 . La vitesse de gravure et le dépôt de polymère augmentent également. Nous espérons ainsi diminuer la sous-gravure en protégeant les

flancs. Malheureusement, les résultats (Figure I.B-9) ne sont pas à la hauteur de nos espérances : les guides semblent constitués de deux parties, séparées d'une ligne blanche. Par ailleurs, sous cette ligne blanche, on remarque une sous-gravure importante. Nous pensons que cette séparation apparaît à cause du nettoyage par plasma O_2 en cours de gravure. Rappelons que le but de ce nettoyage est d'ôter l'excès de polymère. Le dépôt de polymère étant supérieur avec la chimie du plasma choisie pour cette gravure par rapport aux autres essais, l'influence du nettoyage en cours de gravure est sans doute plus marquée. Par la suite, les gravures seront réalisées, si possible, en une seule étape, pour limiter cet effet de ligne. Nous revenons par ailleurs à une composition en CH_4 de 6 sccm.

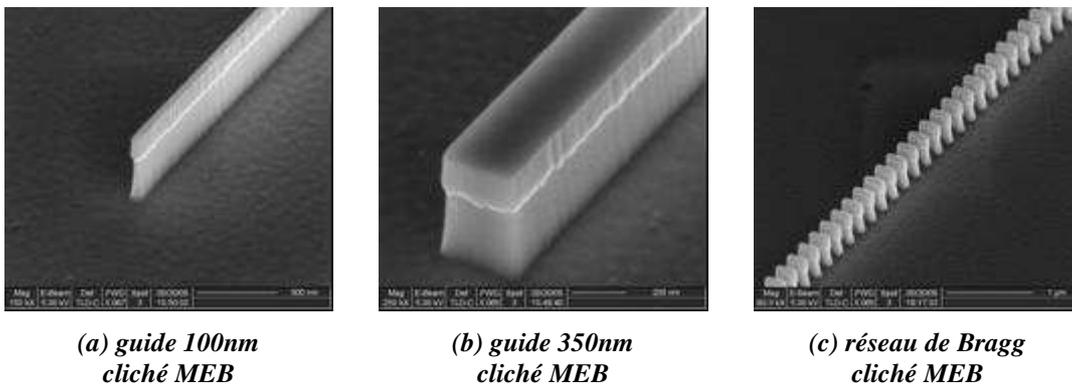


Figure I.B-9 : gravure $CH_4(12\text{ sccm})/Ar(10\text{ sccm})/H_2(50\text{ sccm})$, à 50 mTorr, 250 W, 20 min ; gravure réalisée sur le premier bâti de RIE plasmalab 80

Pour les essais suivants nous avons voulu diminuer la composante chimique en diminuant le nombre d'agents chimiques de gravure. Cependant, comme la composition en méthane est déjà faible (6 sccm), nous avons préféré la laisser inchangée. Le taux d'hydrogène est diminué à 24 sccm, pour ralentir la gravure du phosphore. L'amélioration n'est pas flagrante par rapport à l'essai 2 : la sous-gravure existe toujours et les guides couplés ne sont pas séparés (Figure I.B-10).

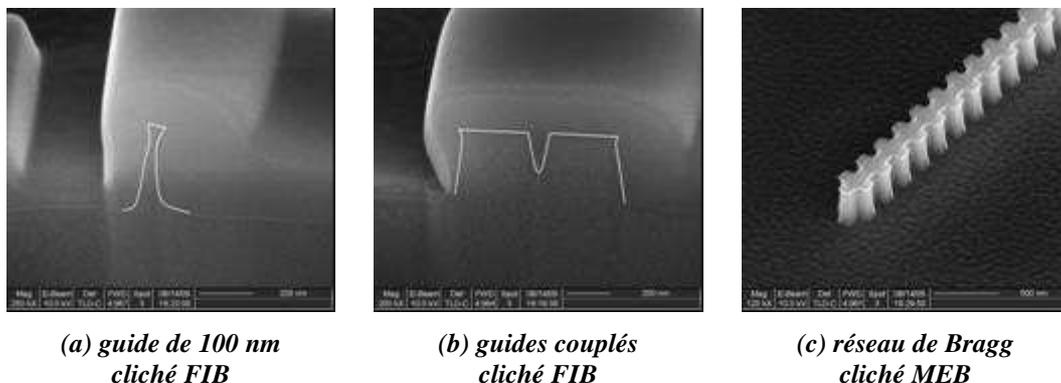


Figure I.B-10 : gravure $CH_4(6\text{ sccm})/Ar(10\text{ sccm})/H_2(24\text{ sccm})$, à 50 mTorr, 250 W, 15 min ; gravure réalisée sur le premier bâti de RIE plasmalab 80

Optimiser la composition du plasma ne nous a pas conduits à une amélioration des profils de gravure. Nous sommes donc revenus à notre composition initiale ($\text{CH}_4(6 \text{ sccm})/\text{Ar}(10 \text{ sccm})/\text{H}_2(50 \text{ sccm})$) et nous avons diminué la pression, au risque d'une instabilité du plasma. Le profil de nos guides s'améliore alors grandement, la sous gravure disparaît et l'espace inter guide est nettement plus ouvert (Figure I.B-11).

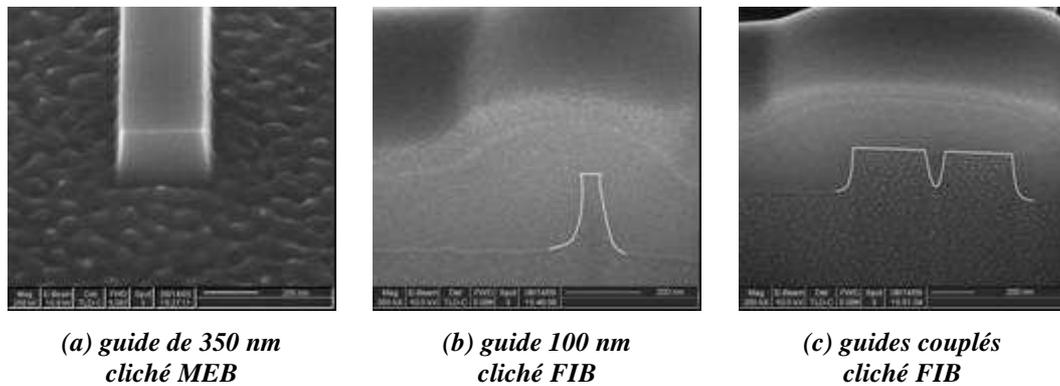


Figure I.B-11 : gravure $\text{CH}_4(6 \text{ sccm})/\text{Ar}(10 \text{ sccm})/\text{H}_2(50 \text{ sccm})$, à 35 mTorr, 250 W, 15 min ; gravure réalisée sur le premier bâti de RIE plasmalab 80

La pression est le bon axe de travail, mais ce bâti ne permettait pas de descendre à des pressions aussi basses de façon reproductible. Nous avons pourtant validé les paramètres de cet essai pour la gravure de nos guides : $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$: 6 sccm/50 sccm/10 sccm, Pression = 35 mTorr, Puissance = 250 W.

I.B.3.3.2. Conséquences du changement de bâti de gravure

Le changement du bâti de gravure RIE pour un bâti de gravure RIE-ICP ne permet plus d'utiliser les paramètres de gravure optimisés au paragraphe précédent. Cependant, les essais réalisés sur l'ancien bâti démontrent qu'il faut privilégier la composante physique par deux moyens : une puissance RF élevée et une pression basse.

Nous avons conservé par conséquent une puissance de 250 W et une pression de 35 mTorr mais nous avons adapté la composition de notre plasma à la chambre du nouveau bâti. Après quelques essais, le plasma $\text{CH}_4(10\text{sccm})/\text{H}_2(80\text{sccm})/\text{Ar}(10\text{sccm})$ a été validé. La Figure I.B-12 présente les profils obtenus à la suite de cette gravure réalisée sur l'épithaxie présentée au paragraphe I.C.1. Malgré un léger élargissement à la base des guides, (surtout marqué pour les guides de 100 nm), les flancs sont relativement droits et peu rugueux. Nous avons utilisé cette "recette" de gravure pour la réalisation de nos nanofils.

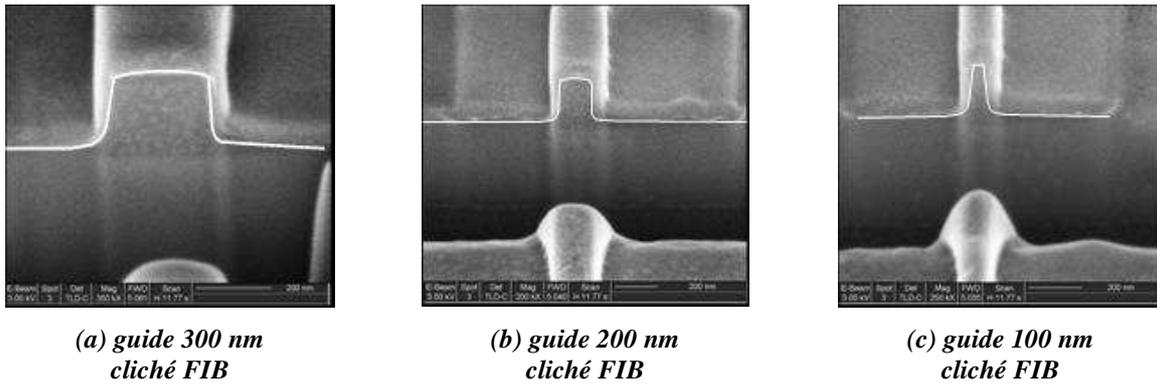


Figure I.B-12 : observation au FIB de la gravure $CH_4(10sccm)/H_2(80sccm)/Ar(10sccm)$, 250W, 35 mTorr réalisée à l'aide du nouveau bâti Plasmalab 80+

I.B.3.4. Exemples de réalisation

L'optimisation de la gravure RIE a permis l'obtention d'un profil de guide acceptable, avec des flancs de gravure peu rugueux. La recette de gravure a été adaptée lors du changement de bâti de gravure RIE. Ce changement est intervenu relativement tôt dans ce projet aussi les composants caractérisés par la suite ont été gravés en utilisant la deuxième optimisation. La Figure I.B-13 présente le résultat de cette gravure réalisée sur l'épitaxie présentée au paragraphe I.C.1, après retrait du masque de résine au HF. L'arrêt de la gravure s'effectue dans ce cas sur la couche d'InGaAs en suivant par interférométrie *in situ* la profondeur de gravure. Le fond de gravure se révèle propre et peu rugueux.

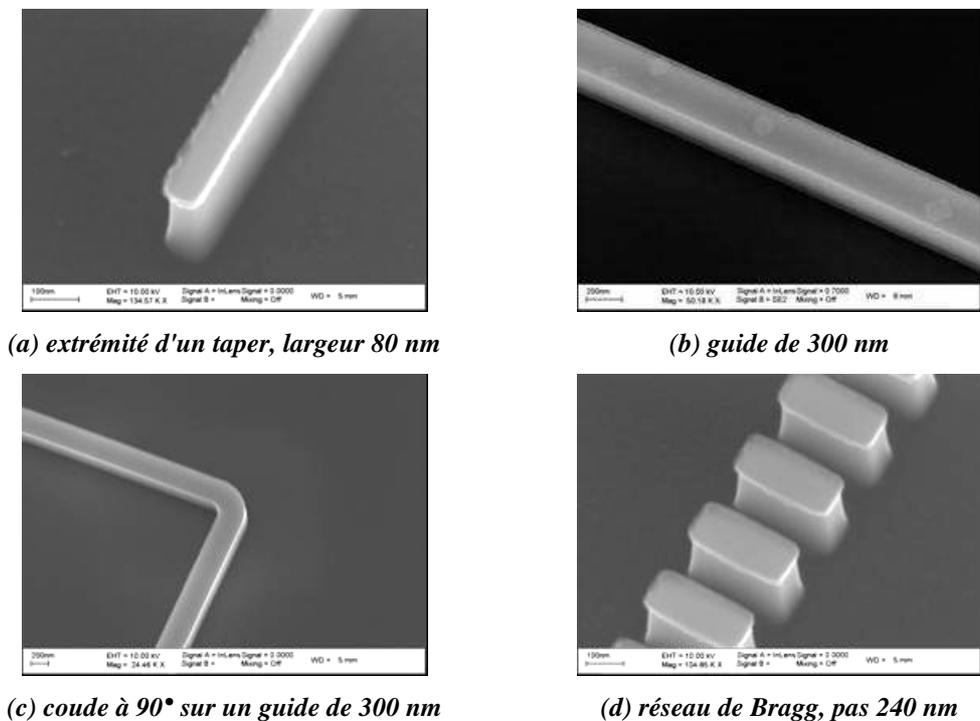


Figure I.B-13 : exemples de structures gravées par RIE ; paramètres de gravure : $CH_4(10sccm)/H_2(80sccm)/Ar(10sccm)$, 250W, 35mTorr

I.B.4. Incorporation des nanofils dans la matrice de polymère

A l'issue de l'étape de définition des nanofils, les cœurs de nos guides sont formés mais ils reposent sur le substrat de croissance épitaxiale. Il faut maintenant les en "détacher" et les introduire dans la matrice de matériau de bas indice optique, ce qui s'effectue en 3 étapes :

- création de la couche inférieure de confinement par un report de substrat
- séparation des cœurs de guide par gravure du substrat de croissance et de la couche d'arrêt
- dépôt de la couche supérieure de confinement.

Nous présentons ici ces différentes étapes, en insistant plus particulièrement sur le report de substrat. Nous rappelons notamment les principales raisons qui ont guidé notre choix concernant la méthode de report et du matériau de bas indice : le benzocyclobutène (BCB).

Signalons que le report de substrat s'effectue sur des demi-substrats pour permettre l'alignement des plans de clivage du substrat hôte et du substrat épitaxial.

I.B.4.1. Introduction de la couche inférieure de confinement : report de substrat

I.B.4.1.1. Différentes techniques de report

La technologie que nous employons utilise le report de substrat afin d'introduire une couche de confinement, sur les côtés et sous les nanofils, qui permettra aussi de les isoler optiquement du substrat de report. La technique utilisée doit donc permettre l'introduction d'une couche intermédiaire de bas indice entre le substrat hôte et le substrat épitaxial (Figure I.B-14).

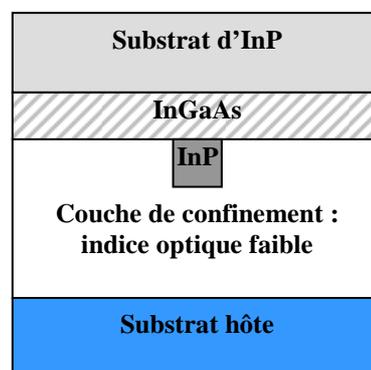


Figure I.B-14 : objectif du report de substrat : introduction d'une couche de bas indice optique entre le nanofil d'InP et le substrat hôte

Les méthodes utilisant des couches intermédiaires métalliques, telles que la thermocompression, le collage métal à métal ou le collage eutectique, sont donc à proscrire.

Si certaines méthodes de collage ne nécessitent pas de couche intermédiaire dans leur principe, il est cependant possible d'en introduire une artificiellement afin de les utiliser pour réaliser notre structure. C'est le cas du *Direct Bonding* et de la soudure anodique.

Le *Direct Bonding* repose sur les interactions de Van der Waals qui entrent en jeu lorsque deux surfaces lisses sont mises en contact. En pratique les deux substrats à coller sont mis en contact puis chauffés pour créer une liaison plus forte grâce à une diffusion à l'interface et à la création de liaisons covalentes ou ioniques. Les interactions de proximité, qui constituent la base de ce procédé, supposent des surfaces lisses (rugosité < 1 nm [34]) et vierges de toute impureté. La préparation de surface devient alors une nécessité et doit être des plus rigoureuses. Si la méthode en elle-même n'utilise pas de couche intermédiaire, il est cependant possible de déposer une couche de silice sur nos deux substrats avant le collage et de coller par *Direct Bonding* l'ensemble {substrat1+SiO₂} avec l'ensemble {substrat2+SiO₂}. Par cette technologie un substrat de silicium structuré et un substrat d'InP ont pu être joints [35]. Nos structures seraient ainsi réalisables mais le problème de la préparation de surface (planarisation, élimination des rugosités et de toute contamination) reste difficile et nous oriente vers d'autres technologies, plus tolérantes.

La soudure anodique, quant à elle, permet le collage d'un substrat de verre sur tout type de matériau conducteur. La soudure s'effectue à haute température (400°C) sous une forte tension. Les deux substrats sont placés entre deux électrodes, et la tension permet de réduire la distance entre eux. L'action combinée de la tension et de la température permet, via un courant ionique (ions sodium), la création de liaisons covalentes entre les deux substrats. Si cette technique permet la soudure sans intermédiaire d'un substrat de silicium à un substrat de verre, on peut également coller deux substrats de semiconducteur via une couche de verre [36]. Cependant, si le verre correspond à notre critère de faible indice optique et si cette technique est moins sensible à la propreté de surface que le *Direct Bonding*, elle nécessite l'application d'une tension et d'une température élevée, ainsi qu'un appareillage particulier.

Par conséquent, nous avons choisi une technique de collage plus souple qui se caractérise par sa facilité de mise en œuvre : le collage adhésif. Le but est ici de réunir

deux surfaces par l'intermédiaire d'une "colle", ici un polymère. En pratique, il s'agit d'appliquer le polymère sur un des substrats à coller (voire les deux), puis de mettre en contact les deux surfaces et enfin de réticuler¹ le polymère pour assurer la liaison. Ce type de collage ne nécessite pas une préparation de surface poussée, il permet de coller des surfaces rugueuses et structurées et offre une grande souplesse au regard des matériaux à coller (adhérents). Il s'effectue à des températures relativement faibles et se décompose en étapes simples. De plus, ce procédé permet l'obtention d'épaisseurs d'adhésif variées.

Si le report de substrat par voie adhésive a été validé pour introduire la couche de confinement inférieure de nos guides, il reste à choisir le matériau qui la formera. Les raisons qui ont orienté notre choix sont exposées succinctement au paragraphe suivant.

I.B.4.1.2. Choix du polymère : le benzocyclobutène (BCB)

La gamme de polymères disponibles pour la réalisation d'un collage par voie adhésive est assez variée, aussi le choix est-il orienté par les nécessités de la technologie et par l'application visée. Dans notre cas, le polymère doit :

- posséder un indice optique faible
 - être transparent aux longueurs d'onde télécom
 - permettre un bon collage
 - résister aux attaques chimiques et protéger nos nanofils d'InP lors de l'étape de gravure du substrat épitaxial
- } **contraintes d'application**
} **contraintes technologiques**

Notre choix s'est tourné vers un matériau dont les potentialités pour le report adhésif ne sont plus à démontrer : le divinylsiloxane bis(benzocyclobutène), communément appelé benzocyclobutène (BCB), dont la molécule est représentée Figure I.B-15.

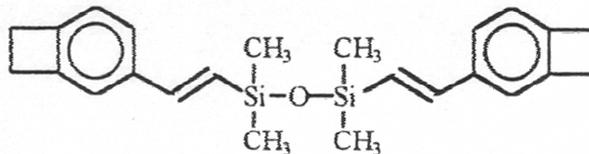


Figure I.B-15 : molécule de DVS-bis-BCB

¹ **Réticulation** = polymérisation : réaction chimique de formation du polymère au cours de laquelle se créent des liaisons entre les monomères (molécules simples, base des polymères)

En effet, un caractère thermodurcissable, une grande stabilité thermique ($T_g = 350^\circ\text{C}$), une température de mise en œuvre peu élevée, un haut degré de planarisation [37] et une bonne aptitude à combler les plus minimes interstices des structures, sont autant de qualités qui font du BCB un adhésif de choix pour le report.

L'excellente résistance chimique du BCB lui permet de supporter les solutions de gravure du substrat et de la couche d'arrêt, et d'en protéger les guides. Il présente également une excellente compatibilité avec les étapes ultérieures de métallisation, ce qui, dans l'optique de rendre nos guides actifs, peut s'avérer un paramètre important.

Enfin, le BCB possède un indice optique faible ($n_{BCB} = 1,53$ à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$), ce qui permet l'obtention du contraste voulu avec l'InP, et ses performances optiques aux longueurs d'ondes télécom sont démontrées par la réalisation de guides d'onde à faibles pertes [38,39]

I.B.4.1.3. Technologie employée

Nous présentons la mise en œuvre du report de nos nanofils sur un substrat hôte par l'intermédiaire d'une couche de BCB.

D'un point de vue pratique, nous utilisons le BCB sous sa forme commerciale (CYCLOTENE, Dow Chemical Co) où il est prépolymérisé et dissout dans du mésitylène. Plus précisément, nous utilisons le CYCLOTENE 3022-35 qui permet d'obtenir une gamme d'épaisseur comprise entre 1 et $2,4\mu\text{m}$ et surtout dont la viscosité (14 cST à 25°C) est suffisamment faible pour lui permettre de pénétrer dans les interstices de nos structures. Le matériau constitutif du substrat hôte, quant à lui, n'a que peu d'importance puisqu'il est séparé des cœurs de nos guides par l'épaisseur de la couche de BCB. Il doit simplement se cliver facilement et résister à la gravure par une solution d'HCl de notre substrat épitaxial. Nous avons donc choisi un substrat de GaAs pour accueillir nos guides.

Les étapes d'un collage adhésif sont les suivantes : dépôt du polymère sur les substrats à coller, mise en contact et réticulation du polymère pour former la liaison. Afin d'obtenir un collage de bonne qualité, il faut opérer cette dernière étape en appliquant une pression et en augmentant progressivement la température, ce qui nécessite un appareillage particulier, dont l'IEMN ne dispose pas. Un procédé de collage en deux étapes, présenté par la suite, permet de contourner cette difficulté.

Nous détaillons maintenant les différentes étapes du report de substrat.

I.B.4.1.3.a. Dépôt de BCB

Après un nettoyage des substrats à l'acétone/alcool, le BCB est déposé sur les deux substrats à l'aide d'une tournette T1100 ($v = 1500$ rpm, $a = 5000$ rpm/s, 30 s, $ep \approx 2,5$ μm). La présence d'une couche de BCB sur chaque substrat présente certains avantages non négligeables. Tout d'abord, la présence de BCB sur le substrat épitaxial, où sont situés les nanofils, lui permet de bien les envelopper et de combler les interstices. De plus, ceci permet de doubler l'épaisseur effective de BCB (au total, on aura environ 5 μm) sans augmenter la viscosité de notre résine. Enfin, le contact entre les deux substrats ne se fait alors que par l'intermédiaire du BCB, ce qui permet de réduire la pression à appliquer lors du collage.

Afin d'éviter la formation ultérieure de bulles, le dépôt à la tournette du BCB est suivi d'un recuit sur plaque de 30 minutes à 150°C pour évacuer le solvant et dégazer le BCB.

I.B.4.1.3.b. Mise en contact des deux substrats et alignement des plans de clivage

Les deux substrats sont ensuite mis en contact à 130°C. A cette température, le BCB se comporte comme un semi-liquide, ce qui permet de faire bouger un des deux substrats au dessus de l'autre sans endommager les nanofils. Au cours de cette étape, il faut veiller à aligner les plans de clivage des deux substrats pour permettre le clivage ultérieur de nos guides, perpendiculairement à l'axe de propagation. Pour ce faire, nous mettons les deux substrats en butée contre un élément vertical (Figure I.B-16).

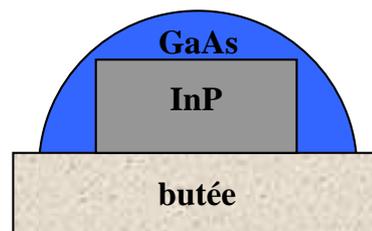


Figure I.B-16 : principe de l'alignement manuel des substrats, vue de dessus

I.B.4.1.3.c. Réticulation du BCB

Rappelons que, pour permettre un report sans défaut, il est nécessaire d'appliquer une pression, pour permettre un collage uniforme, tout en pratiquant une élévation de température lente, pour conserver la stabilité de la résine, jusqu'à la température de réticulation du BCB. Ceci nécessite un appareillage particulier dont l'IEMN ne dispose pas. Pour contourner cette difficulté, un procédé de collage en deux étapes a été développé au cours des travaux de thèse de D.Lauvernier [40] et adapté ici pour le report de nos nanofils

d'InP.

La première étape consiste à appliquer une pression à une température où le BCB se comporte comme un semi-liquide et où il ne va ni s'oxyder ni se réticuler, soit 130°C. L'objectif de cette étape est d'uniformiser la couche de BCB, de chasser l'air restant entre les deux substrats et d'aplanir les "bourrelets" de résines consécutifs au dépôt. De façon pratique, notre "sandwich" est placé dans un appareil dont la fonction originelle est de coller, au moyen d'une cire, un substrat de verre pour l'amincir par la suite. Cette "colleuse" nous permet d'appliquer la pression nécessaire, soit 1Bar pendant 1h à 130°C.

Dans un second temps, le polymère est réticulé, sous flux d'azote pour éviter tout changement d'indice optique lié à une oxydation. Une montée progressive et par palier est alors effectuée jusqu'à la température de recuit. Nos premiers reports sont effectués avec un recuit à 250°C pendant 1 h 40. Cependant, nous avons, par la suite, effectué certains reports sur un substrat présentant un dépôt de titane, pour des raisons exposées ultérieurement (chapitre II). Or, à cette température, le titane tend à se diffuser dans le BCB [41]. Par conséquent, nous avons choisi de diminuer la température de recuit à 220°C dans tous les cas, qu'il y ait ou non du titane déposé sur le substrat hôte. En nous servant du diagramme Temps-Température-Transformation (TTT)¹ du BCB (Figure I.B-17), il nous est possible de déterminer le nouveau temps de recuit nécessaire à l'obtention du même taux de réticulation du polymère, soit 95%.

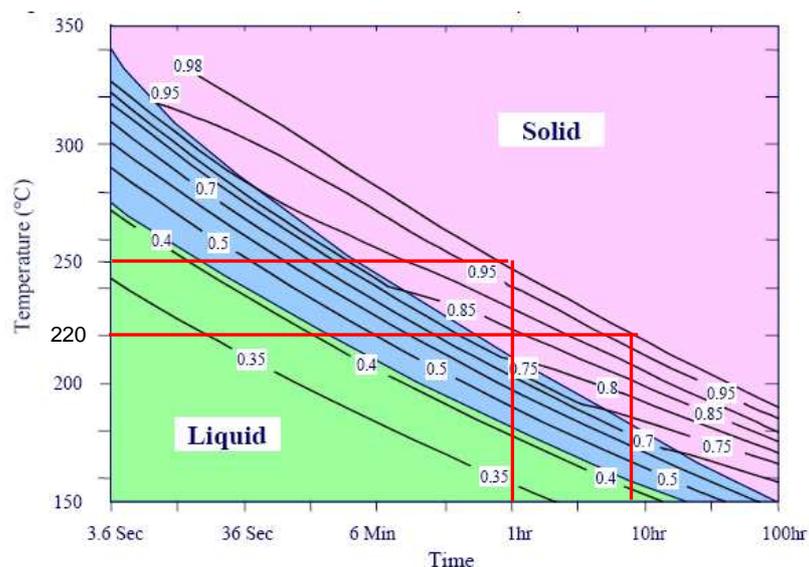


Figure I.B-17 : diagramme Temps-Température-Transformation du BCB [42]

¹ **Diagramme Temps-Température-Transformation** : diagramme permettant de suivre l'évolution de la transformation d'un monomère en polymère en fonction du temps et de la température de polymérisation

Le temps de recuit passe alors à 7 h à 220°C. La Figure I.B-18 présente le procédé utilisé pour l'étape de réticulation du BCB sous azote.

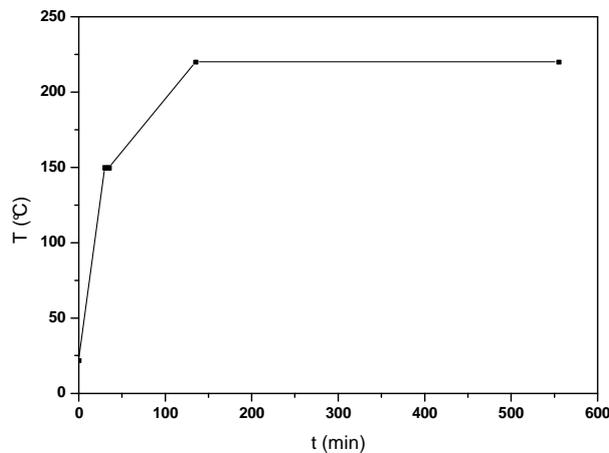


Figure I.B-18 : recuit utilisé pour la réticulation à 95% du BCB à 220°C

I.B.4.1.4. Conclusion sur le report de substrat

Le report de substrat est utilisé dans notre technologie pour introduire la couche de confinement inférieure de nos guides. Le collage par voie adhésive s'est avéré une solution souple et facile à mettre en œuvre pour introduire cette couche intermédiaire de bas indice optique entre nos nanofils et le substrat hôte. D'une part, les qualités intrinsèques du BCB l'ont désigné comme matériau pour la réalisation pratique de notre report de substrat. D'autre part, nous utilisons un report de substrat en deux étapes simples, l'application d'une pression puis la réticulation thermique du polymère. Afin de juger de la qualité du collage obtenu par cette technologie où l'application de la pression et de la température sont découplées, nous avons réalisé le report sur un substrat de verre (Figure I.B-19) ce qui permet d'observer le collage par transparence. Ceci a démontré un collage uniforme, sans présence de bulles, ce qui caractérise pour nous un collage de bonne qualité.

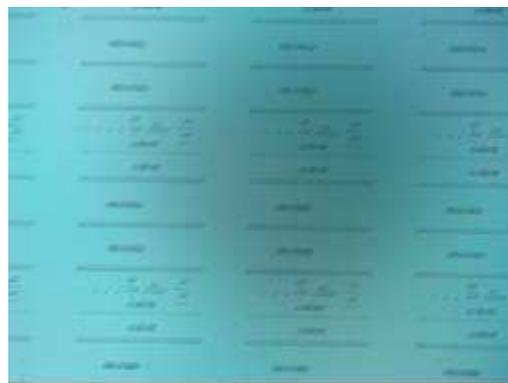
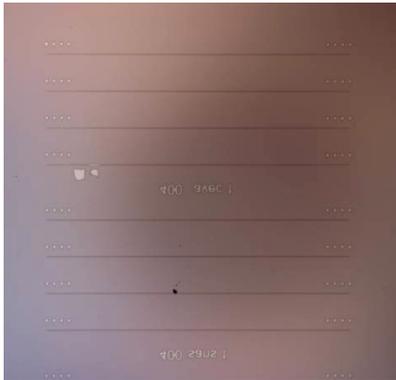
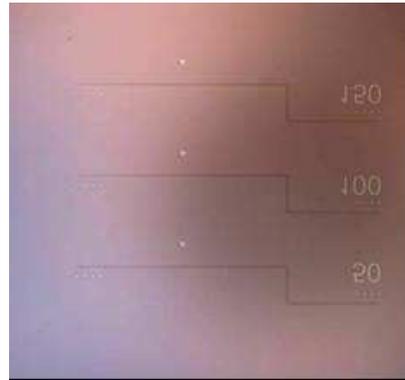


Figure I.B-19 : résultats de la technologie employée pour le report de nos nanofils, report réalisé sur substrat de verre, microscopie optique

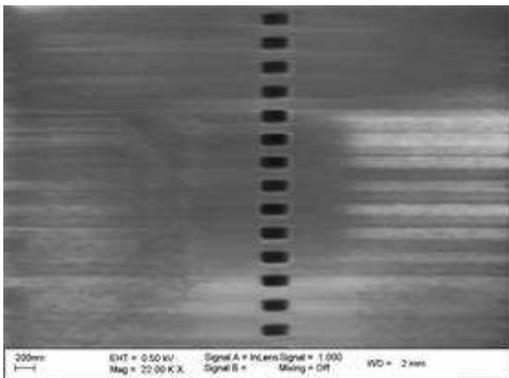
Lorsque le report est réalisé sur un substrat de semiconducteur, dans notre cas le GaAs, on ne peut constater la qualité du collage qu'après l'étape suivante, c'est-à-dire le retrait du substrat et de la couche d'arrêt. La Figure I.B-20 montre la bonne qualité du collage sur substrat de GaAs. En particulier, les observations MEB (c,d) montrent que nos guides sont correctement entourés par le BCB et que le polymère comble tous les interstices de nos structures, même les plus étroits dans les réseaux de Bragg.



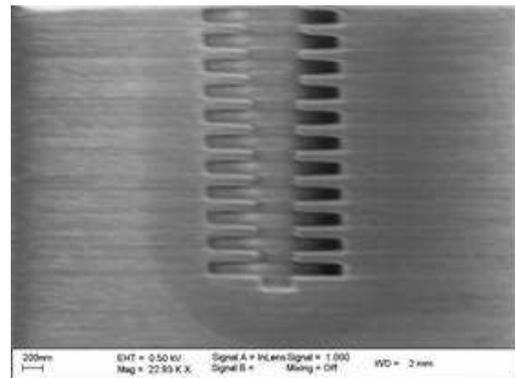
(a) nanofils dans le BCB, microscopie optique



(b) nanofils coulés dans le BCB, microscopie optique



(c) réseaux de Bragg dans le BCB, microscopie électronique à balayage



(d) réseaux de Bragg dans le BCB, microscopie électronique à balayage

Figure I.B-20 : nanofils reportés dans le BCB, après retrait du substrat de croissance et de la couche d'arrêt

I.B.4.2. Séparation des guides et dépôt de la couche supérieure de confinement

I.B.4.2.1. Attaque chimique du substrat et de la couche d'arrêt

A l'issue du report de substrat, le BCB est présent sur les côtés de nos guides, créant ainsi la forte différence d'indice optique voulue latéralement, et sous les nanofils, garantissant ainsi l'isolement optique de nos guides par rapport au substrat hôte. Cependant, le substrat de croissance d'InP et la couche d'arrêt en InGaAs sont encore situés au dessus de nos nanofils : il nous faut maintenant les en détacher.

Le retrait du substrat peut être effectué de deux façons différentes (Figure I.B-21) : soit

via la gravure d'une couche sacrificielle (*epitaxial lift-off*, a) soit en éliminant le substrat de croissance et une couche d'arrêt (*etch-off*, b).

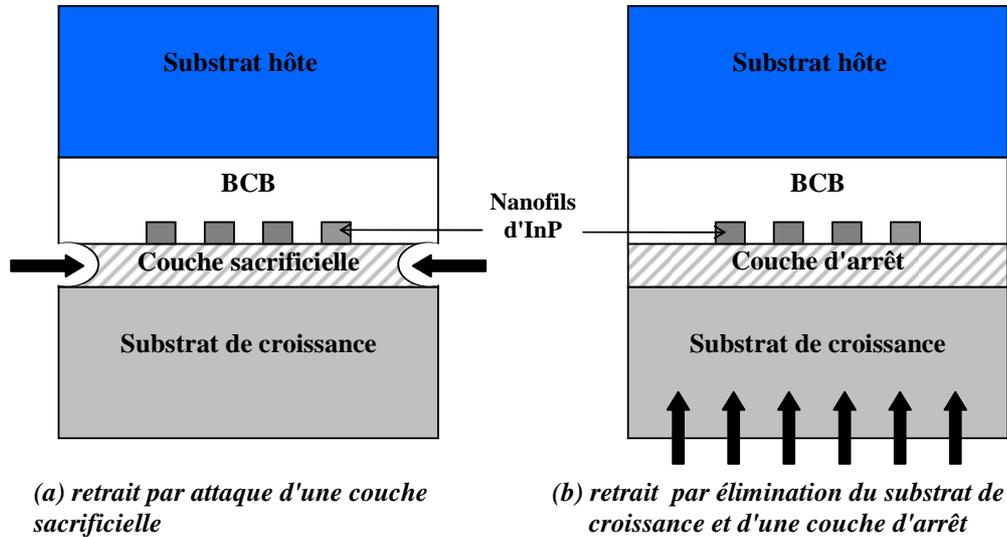


Figure I.B-21 : principe des deux types de retrait du substrat

La première solution permet de réutiliser le substrat de croissance à d'autres fins, par exemple comme substrat hôte lors d'un nouveau report. Cette technologie est courante dans la filière GaAs où l'AlAs, en accord de maille, peut être retiré par une solution de HF dilué [43]. Elle est beaucoup plus difficile à utiliser en technologie InP, même si des exemples utilisant de l'AlAs, soit en couches ultrafines pseudomorphiques [44], soit accompagnée de buffer d'InP pour combler le désaccord de maille [45] en ont démontré la faisabilité.

Compte tenu de cette mise en œuvre délicate dans la filière qui nous concerne, nous avons opté pour l'autre voie : l'élimination de tout le substrat de croissance . La plupart du temps, cette élimination s'effectue en deux étapes : un amincissement mécanique, puis une gravure humide de l'épaisseur restante par une solution d'attaque sélective. Dans notre cas, nous avons choisi une élimination entièrement chimique pour éviter la création de contraintes qui pourraient endommager nos nanofils.

La gravure du substrat d'InP est effectuée dans une solution d'acide chlorhydrique (HCl) concentré (37%), ce qui permet d'obtenir une vitesse de gravure élevée (10 $\mu\text{m}/\text{min}$) tout en ayant une sélectivité quasi infinie par rapport à l'InGaAs. Cependant, cette solution de gravure de l'InP par HCl a deux limitations. La réaction produit un dégagement de phosphine important, ayant pour conséquence une morphologie de surface de l'InP gravé très rugueuse (Figure I.B-22). Dans notre cas, cela n'a pas de conséquence, puisque nous ôtons tout le substrat d'InP en utilisant une couche d'arrêt d'InGaAs.



Figure I.B-22 : rugosité de surface lors d'une gravure par HCl de l'InP

Mais surtout, graver l'InP par une solution d'HCl entraîne la création de facettes (Figure I.B-23), autrement dit, les bords droits de notre plaque ne se gravent pas, ce qui peut gêner les étapes de masquage ultérieures.



Figure I.B-23 : gravure anisotrope de l'InP, facette pyramidale sur un bord de substrat

Une alternative serait l'utilisation d'une solution de gravure isotrope, tel que HNO_3/HCl , mais ce type de solution n'est pas sélectif, ce qui implique un contrôle précis de la gravure (température, titrage), difficile à mettre en œuvre en pratique.

La solution retenue est l'élimination par abrasion mécanique locale de ces pyramides placées sur les bords du substrat (Figure I.B-24), après gravure de la couche d'arrêt. Cette gravure est faite par une solution de $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (1/1/38).

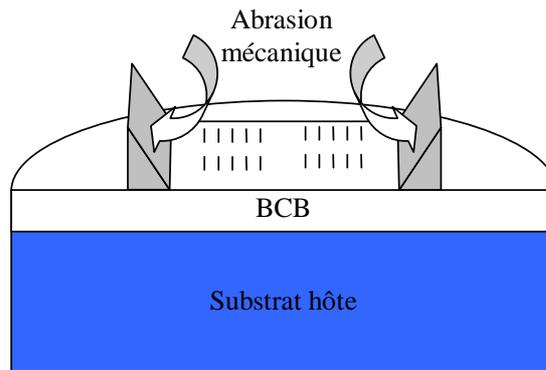


Figure I.B-24 : schéma de principe de l'abrasion mécanique des pyramides de bord de substrat dues à la gravure anisotrope de l'InP

I.B.4.2.2. Couche supérieure de confinement

Après le retrait du substrat, nous obtenons un fort contraste d'indice entre les nanofils d'InP et leur environnement, tant latéralement grâce à la présence de BCB, que verticalement, avec du BCB sous les nanofils et de l'air au dessus. Cependant, nous avons choisi d'enterrer totalement ces fils d'InP en déposant une couche supérieure de BCB.

D'un point de vue optique, l'avantage se situe dans l'obtention du même indice tout autour de nos guides, ce qui permet d'obtenir facilement une structure symétrique. D'un point de vue pratique, cette couche supérieure de BCB va jouer le rôle de protection du cœur de nos guides, contre les poussières et autres contaminations susceptibles de les endommager.

La couche supérieure de BCB d'environ $2,5\ \mu\text{m}$ est déposée à la tournette T1100 ($v = 1500\ \text{rpm}$, 30 s) puis recuite à 220°C , en utilisant les paramètres de la Figure I.B-18.

Le nanofil est alors entièrement enterré dans une matrice de BCB (Figure I.B-25), avec le même contraste d'indice dans toutes les directions, et les cœurs de nos guides sont isolés de leur substrat hôte.

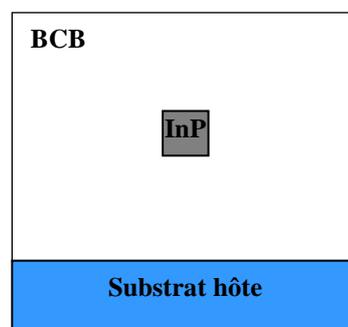


Figure I.B-25 : nanofil d'InP enterré dans une matrice de BCB

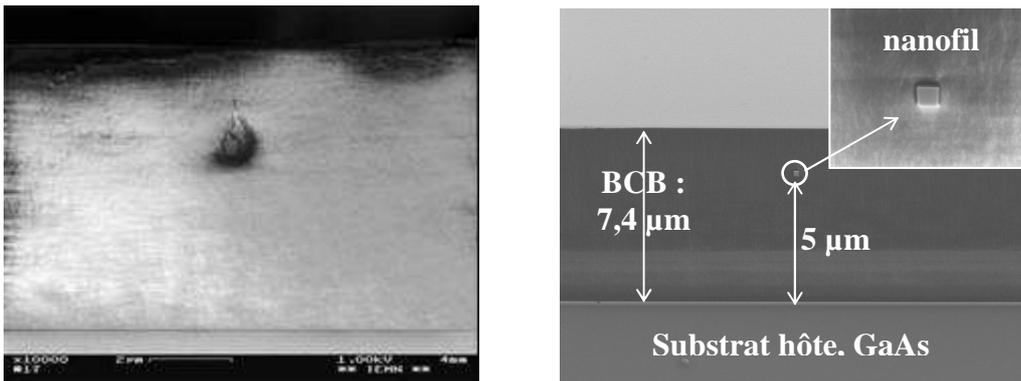
I.B.5. Clivage

I.B.5.1. Mise en œuvre et difficultés inhérentes au BCB

L'étape d'incorporation des nanofils dans la matrice de BCB termine la fabrication à proprement parler de nos guides. Cependant pour permettre leur fibrage, et donc leur utilisation, il faut maintenant les cliver pour obtenir des faces d'injection de bonne qualité. Cette étape, obligatoire pour des structures photoniques à injection latérale, s'avère en pratique assez délicate. Pour la faciliter, le substrat hôte est aminci jusqu'à une centaine de micromètres.

La mise en œuvre du clivage s'effectue en deux étapes : dans un premier temps, une amorce est faite à l'aide d'une pointe diamant sur le bord du substrat, puis elle est propagée à l'aide d'une lame. En pratique, nous utilisons une cliveuse automatique qui permet une précision de clivage de l'ordre de la dizaine de microns.

Si le clivage est une étape délicate en elle-même, la présence de BCB dans nos structures ajoute une difficulté non négligeable. En effet, le BCB est un polymère, donc sans structure cristalline. Par conséquent, le BCB va certes suivre le clivage du substrat de report auquel il adhère, mais avec une tendance à se déchirer, ce qui peut entraîner des perturbations à certains endroits (Figure I.B-26 a). De nombreuses structures sont pourtant correctement clivées : la face du nanofil droite et le BCB peu ou pas perturbé (Figure I.B-26 b)



(a) face clivée perturbée par le BCB [26]

(b) face clivée non perturbée

Figure I.B-26 : faces clivées en vue du fibrage de nanofils optiques d'InP dans le BCB

I.B.5.2. Amélioration du clivage

Nous avons également remarqué sur quelques échantillons un problème de décollement à proximité de la ligne de clivage mais surtout des clivages qui n'ont pas lieu au niveau de

l'amorce. Nous pensons ces phénomènes liés à la méthode de clivage : l'amorce faite par la machine n'est réalisée que dans le BCB et n'atteint pas ou peu le substrat. Par conséquent, lors du clivage, la force à appliquer pour propager l'amorce est peut-être trop importante.

Une solution serait donc de faire une amorce plus profonde, en augmentant la force exercée sur la pointe diamant. Cependant, trouver le bon réglage (suffisant pour traverser le BCB sans être trop fort pour créer des amorces dans des directions non désirées) est assez délicat et peu reproductible.

Nous avons donc choisi de retirer le BCB par endroit, ce qui permettrait de commencer les amorces sur le substrat et de les continuer dans le BCB pour guider le clivage (Figure I.B-27 a).

Dans un premier temps, le BCB est retiré localement, aux endroits des amorces, par abrasion mécanique. Le résultat est convaincant : le clivage a bien lieu au niveau des amorces, la force à appliquer est fortement diminuée et, de fait, le problème de décollement du BCB n'apparaît plus. Par conséquent, nous avons intégré ce retrait du BCB à notre technologie. Une lithographie optique suivie d'une gravure RIE permettent de structurer le BCB en plots aux endroits de nos motifs (Figure I.B-27 b), laissant ainsi apparaître des zones de substrat sans BCB..

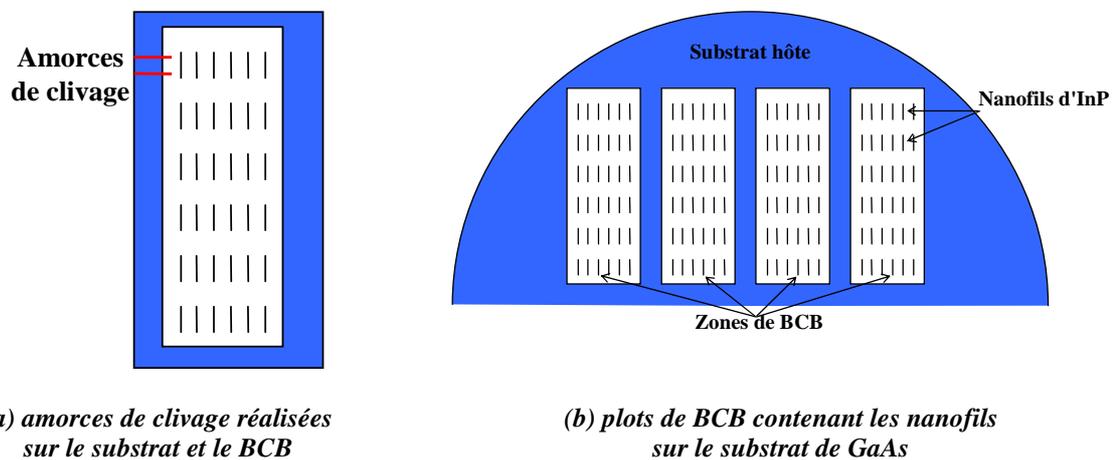


Figure I.B-27 : structuration du BCB en plot afin de faciliter la création des amorces de clivage

Pour résoudre le problème de déchirure du BCB lors du clivage, nous pourrions utiliser la propriété de cassure fragile des polymères à basse température. En plongeant les composants dans de l'azote liquide, le BCB suivrait alors mieux la ligne de clivage. Cependant, des problèmes de contraintes thermiques apparaîtraient alors, pouvant engendrer des fissures dans le BCB voire des problèmes de décollement. Les inconvénients

de cette méthode nous sont apparus supérieurs au bénéfice apporté (d'autant que les perturbations du BCB semblent avoir peu d'importance sur l'injection dans nos nanofils) ; nous ne l'avons donc pas testée.

I.B.6. Conclusion sur l'étape de fabrication

La fabrication de nos guides InP/polymère comprend trois grandes étapes clefs : la fabrication des nanofils, leur incorporation dans la matrice de polymère et le clivage des dispositifs en vue de leur caractérisation.

La fabrication des nanofils constitue l'étape la plus critique de notre technologie pour le comportement en propagation de nos guides. En effet, c'est au cours de la fabrication des nanofils que peuvent survenir des rugosités, particulièrement néfastes pour les pertes de propagation. Ces rugosités ont deux sources principales : un masque de mauvaise qualité, dont les rugosités seront transférées aux nanofils lors de la gravure, et la création de rugosités au cours de la RIE. Ces deux sources ont pu être minimisées grâce à l'utilisation de l'EBL et d'une résine particulière, la HSQ, dans le cas du masque de gravure, et au moyen d'une optimisation des différents paramètres de la gravure RIE.

L'incorporation des nanofils dans la matrice de BCB représente, quant à elle, l'originalité de cette technologie. Elle repose sur une technique de report de substrat, qui permet d'isoler optiquement le guide de son support (substrat hôte).

L'étape de clivage des composants, assez délicate intrinsèquement, est dans notre cas compliquée par la présence du BCB. La création de zones sans BCB sur le substrat hôte permet de faciliter cette étape toujours hasardeuse.

I.C. Conclusion du chapitre 1

Afin de concilier l'utilisation des matériaux III-V, intéressante pour la réalisation de fonctions actives optiques, et la miniaturisation croissante des circuits photoniques, nous proposons une structure à fort contraste d'indice, constituée d'un nanofil de III-V, ici de l'InP, dans une matrice de polymère, le BCB. Cette structure devrait présenter des propriétés de guidage proche de ce qui existe sur SOI tout en permettant d'intégrer des fonctions actives plus aisément.

Afin de s'assurer de la viabilité des nanofils d'InP dans le BCB, des guides passifs ont tout d'abord été réalisés au moyen de la technologie présentée au cours de ce chapitre. Le procédé est basé sur un report de substrat par voie adhésive qui permet d'introduire la

couche de confinement inférieure, garantissant ainsi l'isolation du mode propagé par rapport au substrat. L'optimisation des étapes de définition des nanofils (EBL et gravure RIE) a permis d'aboutir à des structures de faible rugosité. Les résultats des caractérisations effectuées sur les guides passifs, et présentés dans le chapitre 2, devraient alors permettre de confirmer la bonne qualité des structures réalisées.

Bibliographie du chapitre 1, dans l'ordre d'apparition

- [1] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Bouadma
Optics Letters, Vol. 26, No. 16, p. 1259-1261, 2001
Quantitative measurement of low propagation losses at 1.55 μm on planar photonic crystal waveguides
- [2] M. V. Kotlyar, T. Karle, M. D. Settle, L. O'Faolain, T. F. Krauss
Applied Physics Letters, Vol. 84, No 18, p. 3588-3590, 2004
Low-loss photonic crystal defect waveguides in InP
- [3] S. J. McNab, N. Moll, Y. A. Vlasov
Optics Express, Vol. 11, No. 22, p. 2927-2939, 2003
Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides
- [4] S. Combrié, E. Weidner, A. DeRossi, S. Bansropun, S. Cassette, A. Talneau, H. Benisty
Optics Express, Vol. 14, No. 16, p. 7353-7361, 2006
Detailed analysis by Fabry-Perot method of slab photonic crystal line-defect waveguides and cavities in aluminium-free material system
- [5] A. Beaurain
Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille, IEMN, 2003
Etude de fonctions passives à base de nanostructures photoniques
- [6] M. Leseq
Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille, IEMN, 2007
Fonctionnalités actives en optique intégrée à base de fils optiques en filière InP : application à la commutation optique
- [7] M. Leseq, M. Beaugeois, S. Maricot, J.-P. Vilcot, M. Beaugeois
IET Optoelectronics, Vol.2, No.2, p.69-75, 2008
Passive photonic components using InP optical wire technology
- [8] M. Leseq, M. Beaugeois, S. Maricot, J.-P. Vilcot
Optics Express, Vol.16, No.8, p.5181-5185, 2008
Crosstalk measurement of DOS-like switch using InP narrow deep-etched waveguides
- [9] T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, H. morita
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.11, No.1, p.232-240, 2005
Microphotonics Devices Based on Silicon Microfabrication Technology
- [10] D. Dai, S. He
Optics Express, Vol.14, No.12, p.5260-5265, 2006
Novel ultracompact Si-nanowire-based arrayed-waveguide grating with microbends

- [11] Q.Xu, V.R.Almeida, M.Lipson
Optics Letters, Vol.30, No.1, p.35-37
Demonstration of high Raman gain in a submicrometer-size silicon-on-insulator waveguide
- [12] K.Yamada, H.Fukuda, T.Tsuchizawa, T.Watanabe, T.Shoji, S.Itabashi
IEEE Photonics Technology Letters, Vol.18, No.9, p.1046-1048, 2006
All-Optical Efficient Wavelength Conversion Using Silicon Photonic Wire Waveguide
- [13] T.K.Liang, L.R.Nunes, T.Sakamoto, K.Sasagawa, T.Kawanishi, M.Tsuchiya, G.R.A.Priem, D.Van Thourhout, P.Dumon, R.Baets, H.K. Tsang
Optics Express, Vol.13, No.19, p. 7298- 7303, 2005
Ultrafast all-optical switching by cross-absorption modulation in silicon wire waveguides
- [14] G.Roelkens, J.Brouckaert, D.Taillaert, P.Dumon, W.Bogaerts, D.Van Thourhout, R.Baets, R.Nötzel, M.Smit
Optics Express, Vol.13, No.25, p.10102-10108, 2005
Integration of InP/InGaAsP photodetectors onto silicon-on-insulator waveguide circuits
- [15] A.W.Fang, R.Jones, H.Park, O.Cohen, O.Raday, M.J.Paniccia, J.E.Bowers
Optics Express, Vol.15, No.5, p.2315- 2322 ,2007
Integrated AlGaInAs-silicon evanescent racetrack laser and photodetector
- [16] J.Van Campenhout, P.Rojo-Romeo, D.Van Thourhout, C.Seassal, P.Regreny, L. Di Cioccio, J.-M.Fedeli, R.Baets
Journal of Lightwave Technology, Vol.26, No.1, p.52-63, 2008
Design and Optimization of Electrically Injected InP-Based Microdisk Lasers Integrated on and Coupled to a SOI Waveguide Circuit
- [17] P.R.A.Binetti, X.J.M.Leijtens, M.Nikoufard, T.de Vries, Y.S.Oei, L.Di Cioccio, J.-M.Fedeli, C.Lagahe, R.Orobtchouk, C.Seassal, J.Van Campenhout, D.Van Thourhout, P.J.van Veldhoven, R. Nötzel, M.K.Smit
IEEE, 2007
InP-based Membrane Photodetectors for Optical Interconnects to Si
- [18] D.Ochoa, V.Berger, J.-Y.Duboz, E.Hadji, F.Lozes, J.-Y.Marzin, J.-L.Oudar, H.Rigneault, C.Seassal, R.Hérino, R.Allègre
Rapport de mission pour l'Ambassade de France à Washington : Mission pour la Science et la Technologie, No. SMM07_047, 2007
La nanophotonique en Californie
- [19] M.Takenaka, Y.Nakano
Optics Express, Vol.15, No.13, p.8422-8427, 2007
InP photonic wire waveguide using InAlAs oxide cladding layer

- [20] Y.Ma, S.Park, L.Wang, S.T.Ho
LEOS'99, Vol.2, p.754-755, 1999
Low-loss and Strongly Confined InGaAsP/InP Optical Waveguide Fabricated by Benzocyclobutene Wafer Bonding
- [21] P.K.Tien
Applied Optics, Vol.10, No.11, 2395- 2413, 1971
Light Waves in Thin Films and Integrated Optics
- [22] A.R. Clawson
Materials Science and Engineering, No. 31, p. 1-438, 2001
Guide to references on III-V semiconductor chemical etching
- [23] S.K.Selvaraja, P.Jaenen, S.Beckx, W.Bogaert, P.Dumon, D.Van Thourout, R.Baets
LEOS 2007, p.48-49, octobre 2007
Silicon nanophotonic wire structures fabricated by 193nm optical lithography
- [24] S.Y.Chou, P.R.Krauss, P.J.Renstrom
Journal of Vacuum Science and Technology B, Vol.14, No.6, p.4129-4133, 1996
Nanoimprint lithography
- [25] S;Owa, K.Nakano, H.Nagasaka, T.Fujiwara, T.Matsuyama, Y.Ohmura, H.Magoona
Advanced Semiconductor Manufacturing Conference, juin 2007, p.238 – 244, 2007
Immersion Lithography Ready for 45 nm Manufacturing and Beyond
- [26] D. Lauvernier
Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille, IEMN 2005
Nanofils optiques à base de GaAs insérés dans une matrice polymère
- [27] D. Lauvernier, J.-P. Vilcot, M. François, D. Decoster
Microelectronic Engineering, No.75, p177–182, 2004
Optimization of HSQ resist e-beam processing technique on GaAs material
- [28] H. Namatsu, T. Yamaguchi, M. Nagase, K. Yamazaki, K. Kurihara,
Microelectronic Engineering, No. 41/42, p. 331-334, 1998
Nano-Patterning of a Hydrogen Silsesquioxane Resist with Reduced Linewidth Fluctuations
- [29] C.-C.Yang, W.-C.Chen
Journal of Materials Chemistry, Vol.12, p.1138–1141, 2002
The structures and properties of hydrogen silsesquioxane (HSQ) films produced by thermal curing
- [30] D. Lauvernier, S. Garidel, C. Legrand, J.-P. Vilcot
Microelectronic Engineering, 2005, No.77, p210–216
Realization of sub-micron patterns on GaAs using a HSQ etching mask
- [31] J. A. Liddle, G. M. Gallatin, L. E. Ocola
Material Research Society, 2002 Fall proceedings, Vol. 739, H1.5, 2002
Resist Requirements and Limitations for Nanoscale Electron-Beam Patterning

- [32] T. R. Hayes, M. A. Dreisbach, P. M. Thomas, W. C. Dautremont-Smith, L. A. Heimbrook
Journal of Vacuum Sciences and Technology B, Vol. 7, No. 5, p. 1130-1140, 1989
Reactive ion etching of InP using CH₄/H₂ mixtures: Mechanisms of etching and anisotropy
- [33] C. Cardinaud, M.-C. Peignon, P.-Y. Tessier,
Applied Surface Science, Vol. 164, p. 72–83, 2000
Plasma etching: principles, mechanisms, application to micro- and nano-technologies
- [34] K. Hjort
Journal of Crystal Growth, No. 268, p. 346–358, 2004
Transfer of InP epilayers by wafer bonding
- [35] H. T. Hattori, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. L. Leclercq, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. di Cioccio, L. El Melhaoui, J.-M. Fedeli
Optics Express, Vol. 13, No. 9, p. 3310-3322, 2005
Coupling analysis of heterogeneous integrated InP based photonic crystal triangular lattice band-edge lasers and silicon waveguides
- [36] H. J. Quenzer, C. Dell, B. Wagner
Proceedings of Micro Electro Mechanical Systems International Workshop (MEMS'96), San Diego, IEEE, p. 272-276, 1996
Silicon - Silicon anodic-bonding with intermediate glass layers using spin-on glass
- [37] P. Pieters, E. Beyne
Proceedings of Multichip Modules and High Density Packaging Conference (MCM'98), Denver, IEEE, p. 478-483, 1998
Spiral inductors integrated in MCM-D using the design space concept
- [38] C.F. Kane, R.R. Krchnavek
IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 7, No. 5, p. 535-537, 1995
Benzocyclobutene optical waveguides.
- [39] C.F. Kane, R.R. Krchnavek
IEEE Transactions on Components, Packaging and Manufacturing technology Part B, Vol. 18, N°3, p. 565-571, 1995
Processing and characterization of benzocyclobutene optical waveguides
- [40] M. Carette, D. Lauvernier, J.-P. Vilcot, D. Bernard, D. Decoster
Meeting of the Electrochemical Society, Cancun, ECS Transactions, Vol. 3, No. 6, p. 305-309, 2006
Simple technological process for the fabrication of optical III-V nanowires integrated into a benzocyclobutene matrix
- [41] K. W. Paik, H. S. Cole, R. J. Saia, J. J. Chera
Journal of Adhesion Science and Technology, Vol. 7, No. 5, pp. 403-415, 1993
Studies on metal/benzocyclobutene (BCB) interface and adhesion

- [42] www.dow.com
CYCLOTENE* 3000 Series Advanced Electronic Resins
- [43] W. K. Chan, A. Yi-Yan, T. J. Gmitter
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.27, No.3, p.717-725, 1991
Grafted Semiconductor Optoelectronics
- [44] E. Yablonovitch, D. M. Hwang, T; J. Gmitter, L. T. Florez, J. P. Harbison
Applied Physics Letters, Vol. 56, No. 24, p. 2419-2421, 1990
Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates
- [45] H.Schumacher, T.J.Gmitter, H.P.Lebanc, R.Bhat, E.Yablonovitch, M.A.Koza
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.36, No.11, p.2625, 1989
High-Speed InP InGaAs Photodiode on Sapphire Substrate Prepared by Epitaxial Lift-Off

Chapitre 2 : Caractérisation des composants passifs

La mise au point d'un procédé technologique de fabrication des nanofils d'InP insérés dans le polymère, présentée au chapitre 1, ne montrera son intérêt qu'à l'issue de leurs caractérisations. Ce deuxième chapitre traite donc des propriétés de propagation à la longueur d'onde d'utilisation (1,55 μm) des guides passifs InP/BCB. Il présente les résultats des caractérisations effectuées et les situe dans l'état de l'art international.

La première partie de ce chapitre s'attache à étudier les propriétés de propagation des nanofils d'InP dans le BCB en fonction de la largeur du nanofil. Après un rappel des structures étudiées et de leurs propriétés théoriques, nous présentons leur caractérisation de façon qualitative et quantitative. Ensuite, nous nous intéressons plus particulièrement au couplage entre la fibre et les nanofils à fort confinement, problème majeur de la nanophotonique qu'un adaptateur de mode en forme d'entonnoir inversé pourra solutionner. La dernière partie de ce chapitre met en évidence, au cours de caractérisation Perot-Fabry, un phénomène d'oscillations superposées au sein de nos nanofils et propose l'utilisation de caractérisations par réflectométrie à faible cohérence (OLCR) pour en déterminer l'origine.

II.A. Nanofils d'InP dans le BCB

II.A.1. Rappel des structures étudiées

Les structures étudiées sont constituées d'un nanofil de 300 nm de hauteur dans une matrice de BCB. Afin d'obtenir une structure théoriquement insensible à la polarisation, nous étudions des nanofils de section carrée. Des guides de 100, 200 et 400 nm de large sont également caractérisés afin d'étudier l'effet de la largeur sur les caractéristiques du mode propagé. Les simulations présentées Figure II.A-1 ont en effet montré une augmentation de la taille du mode et une diminution de son indice effectif vers celui du BCB lorsque la largeur du nanofil diminue. Ce phénomène de *déconfinement* du mode optique est particulièrement marqué dans l'état de polarisation TE, où le champ électrique peut atteindre un diamètre de 20 μm pour un guide de 100 nm de large (contre 1,5 μm dans le cas de la polarisation TM) : en polarisation TE, le champ \vec{E} est parallèle aux couches épitaxiées et par conséquent plus sensible aux variations de largeur du guide qu'en TM.

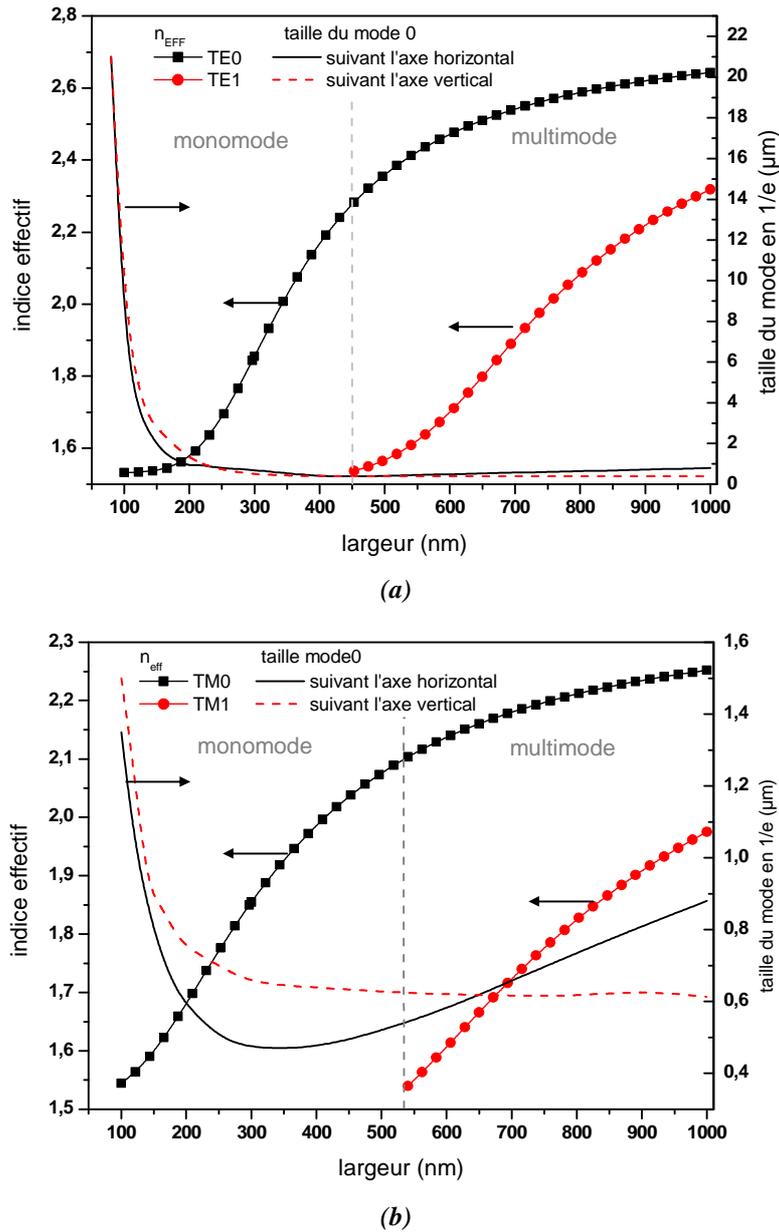


Figure II.A-1: indice effectif des deux premiers modes et taille en $1/e$ du champ \vec{E} du mode fondamental en fonction de la largeur pour un guide de 300 nm de haut dans le cas d'une polarisation TE (a) et TM (b)

II.A.2. Caractérisation qualitative : observation de la face de sortie

L'observation de la sortie de nos guides constitue une première caractérisation qualitative. Elle permet notamment de juger des tailles relatives des modes se propageant dans nos structures.

II.A.2.1. Description du banc de caractérisation

La Figure II.A-2 présente le banc de caractérisation utilisé pour l'observation qualitative de la face de sortie. La lumière, émise par un laser EXFO FLS2600 à 1,55 μm , est injectée

dans nos guides au moyen d'une fibre. Compte tenu de la taille de nos guides, nous utilisons une fibre lentillée afin de bénéficier de son faible diamètre de mode comparativement à une fibre clivée (diamètre respectif en 1/e : $4\ \mu\text{m}$ et $10\ \mu\text{m}$). La sortie du guide est observée au moyen d'une caméra infrarouge et d'un objectif de microscope (grandissement : 40 x). Un contrôleur de polarisation, inséré entre le laser et la fibre lentillée, permet de régler la polarisation injectée. D'autre part, des filtres peuvent être insérés entre la caméra et l'objectif de microscope afin de supprimer la lumière parasite.

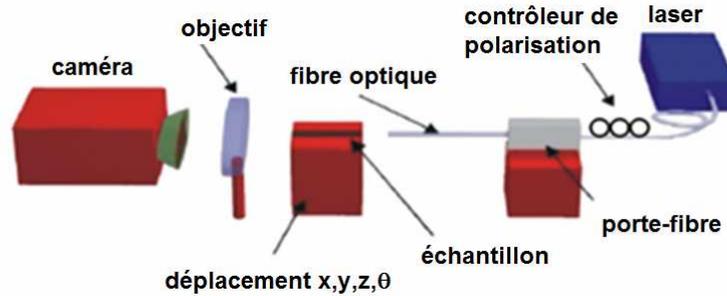


Figure II.A-2 : représentation schématique du banc de caractérisation pour l'observation de la face de sortie

II.A.2.2. Résultats de l'observation

Dans un premier temps, un filtre est inséré entre la caméra et l'objectif de microscope afin d'éliminer la lumière parasite et d'observer correctement les caractéristiques du mode de nos nanofils. La Figure II.A-3 présente le résultat de ces observations pour les différentes largeurs de guide étudiées. La tache optique en sortie de nos guides apparaît alors bien définie et circulaire. Par ailleurs, on constate une augmentation de sa taille lorsque la largeur diminue, conformément à ce qui avait été prévu en simulation (Figure II.A-1).

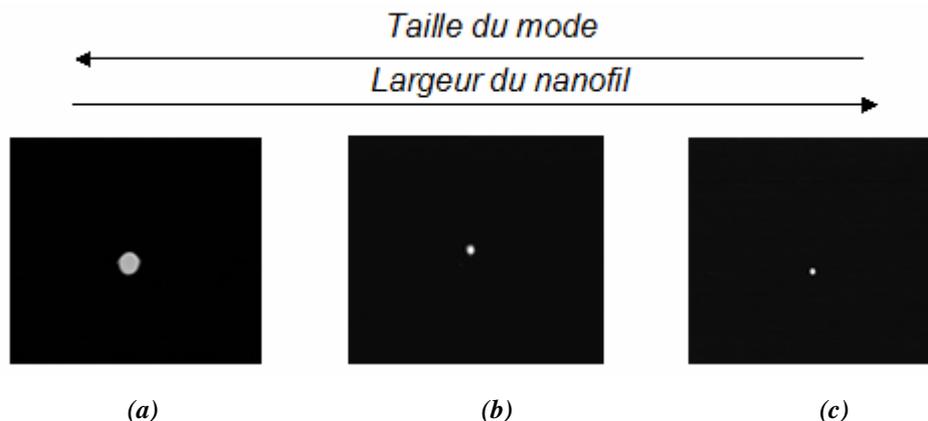


Figure II.A-3 : observation de la face de sortie de nanofils d'InP dans le BCB de largeur 200 nm (a), 300 nm (b) et 400 nm (c)

L'observation de la face de sortie est ensuite effectuée sans le filtre. On constate alors

une propagation parasite dans le BCB, qui agit comme un guide plan (Figure II.A-4). Cette propagation parasite est plus ou moins marquée en fonction de la polarisation d'entrée de nos guides. Ainsi, une polarisation TM à l'entrée correspond à la tache optique en sortie de guide la plus isolée et, inversement, une polarisation TE à l'entrée correspond à la tache optique la moins isolée. Nous reviendrons sur le problème de cette propagation parasite au paragraphe II.A.4.

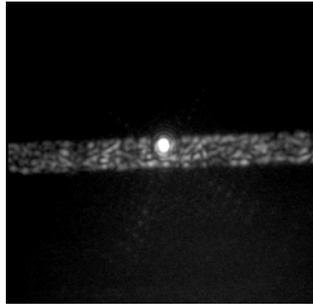


Figure II.A-4 : observation de la face de sortie d'un guide de section carrée de 300 nm de côté, observation réalisée sans filtre

Nous avons également constaté une rotation de la polarisation au sein des guides de section carrée. Ainsi, si la polarisation à l'entrée du guide est en mode TM, l'état de polarisation de la tache optique en sortie d'un nanofil de section carrée varie en fonction de la longueur du guide. K.Kakihara *et al.* [1] attribuent cet effet aux déformations structurelles liées aux erreurs de fabrication dans les guides carrés (contraintes, gravure des flancs...) : ces conversions de polarisations non désirées, déjà observées sur les guides en silice ou des guides semiconducteurs classiques, se trouvent renforcées par le fort contraste d'indice de nos structures. Cette caractéristique des guides de section carrée pourrait poser des problèmes pour la réalisation de fonctions actives.

II.A.2.3. Bilan de la caractérisation qualitative

L'observation de la face de sortie des nanofils d'InP dans le BCB a permis de confirmer le phénomène de déconfinement en fonction de la largeur du nanofil, mis en évidence par la simulation. L'existence d'une propagation parasite a également été constatée et pourrait avoir des conséquences non négligeables sur la propagation. Les caractérisations quantitatives, présentées dans le paragraphe suivant, devraient permettre d'en évaluer l'influence.

II.A.3. Caractérisation quantitative : mesure des pertes d'insertion

II.A.3.1. Description du banc de mesure

La seconde étape de nos caractérisations consiste à quantifier les pertes de propagation et de couplage de nos structures. A cette fin, des mesures fibre à fibre sont réalisées. L'ensemble formé de l'objectif de microscope et de la caméra infra-rouge est alors remplacé par une fibre clivée reliée à un détecteur de puissance (Figure II.A-5). L'utilisation d'une fibre clivée en sortie de guide facilite l'alignement.

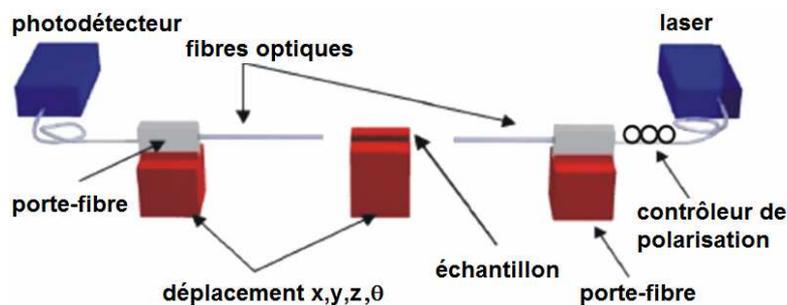
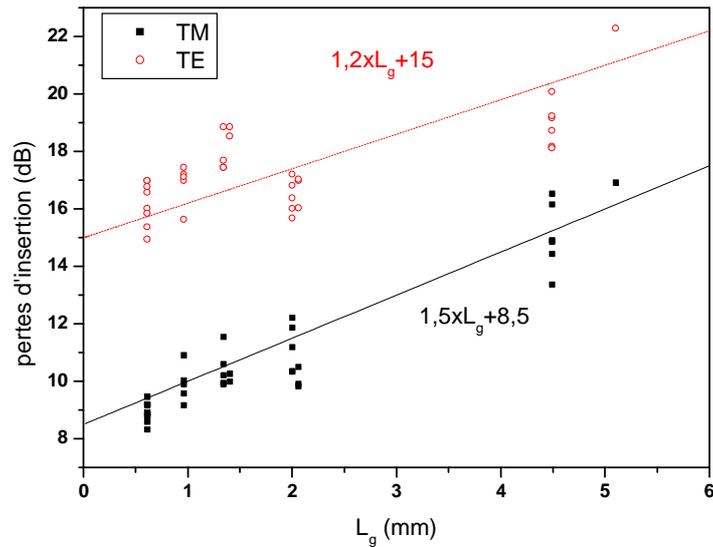


Figure II.A-5 : banc de mesure utilisé pour les mesures fibre à fibre

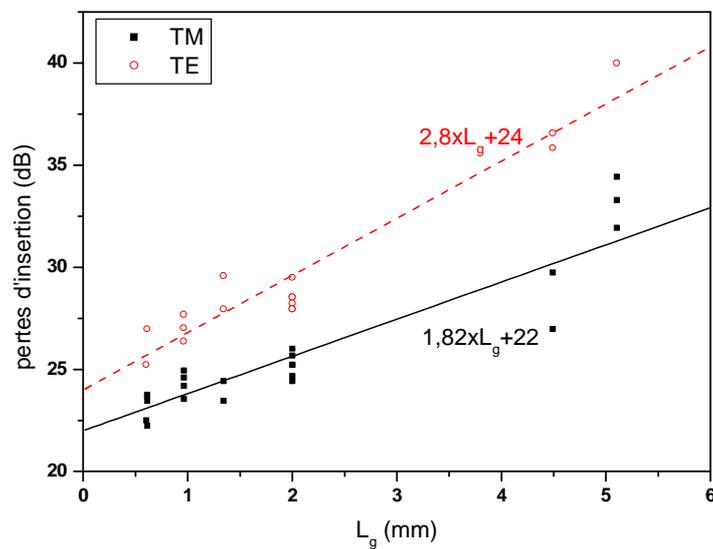
II.A.3.2. Méthode de caractérisation utilisée : mesure des pertes d'insertion

Différentes méthodes permettent d'aboutir aux pertes de propagation de guides optiques possédant chacune leurs avantages et inconvénients [2]. Les plus répandues sont la méthode Pérot-Fabry [3,4] et le relevé des pertes d'insertion (pertes de propagation + pertes de couplage) en fonction de la longueur du guide. C'est cette dernière méthode que nous utilisons afin de déterminer les pertes de propagation et de couplage de nos guides. Les pertes d'insertion varient en fait linéairement avec la longueur du guide. Le coefficient directeur de cette droite est assimilable aux pertes de propagation et son ordonnée à l'origine aux pertes de couplage.

Le principal problème de cette méthode de caractérisation est sa forte dépendance aux conditions d'injection (qualité et propreté de la face clivée, angle d'injection...). Par conséquent, nous utilisons une méthode statistique en effectuant les mesures sur de nombreux guides et en traçant la droite moyenne. La Figure II.A-6 présente un exemple de mesures obtenues pour les guides de 200 et 300 nm. On constate une faible dispersion des points autour de la droite moyenne, qui démontre la qualité des mesures effectuées.



(a)



(b)

Figure II.A-6 : pertes d'insertion en fonction de la longueur, guides de 200 nm (a) et 300 nm (b) de large

Cette méthode a été utilisée sur des guides de différentes largeurs afin d'en déterminer les caractéristiques de propagation. Nous détaillons dans ce qui suit les différents résultats obtenus, en séparant pertes de propagation et de couplage.

II.A.3.3. Pertes totales de couplage (entrée + sortie)

La Figure II.A-7 reprend les pertes de couplage totales (entrée + sortie) obtenues pour des nanofils de 300 nm d'épaisseur reportés dans le BCB. Celles-ci sont élevées (> 20 dB) dans le cas de guides fortement confinés (300 et 400 nm de large) et décroissent lorsque la largeur du nanofil diminue.

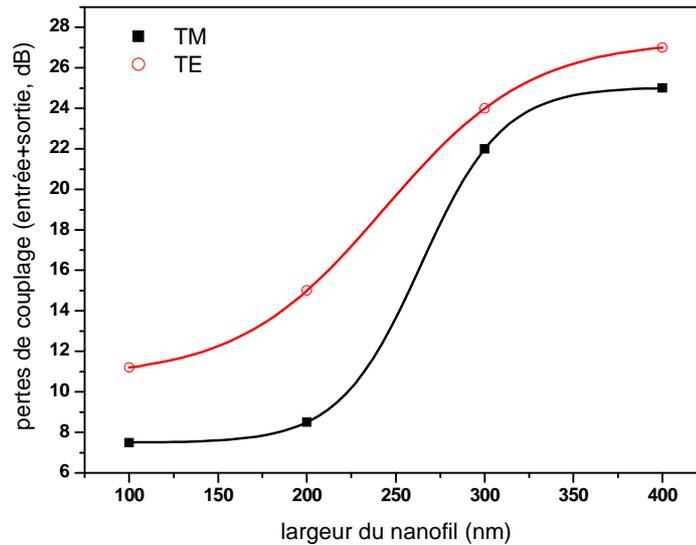


Figure II.A-7 : pertes de couplage totales (entrée + sortie) obtenues pour des nanofils d'InP de 300 nm de haut dans le BCB

Pour comprendre cette évolution, rappelons que les pertes de couplage ont deux origines : la réflexion aux interfaces air/guide/air et la différence de taille entre le mode de la fibre et le mode propagé dans le guide.

Dans le cas des guides fortement confinés, ces deux facteurs sont importants, puisque l'indice effectif est élevé (réflexion élevée) et le diamètre du mode faible : même dans le cas d'une fibre lentillée (diamètre de mode : 3 μm), la surface du mode guidé par un nanofil d'InP de section carrée de 300 nm de côté est environ 100 fois plus petite (Figure II.A-8).

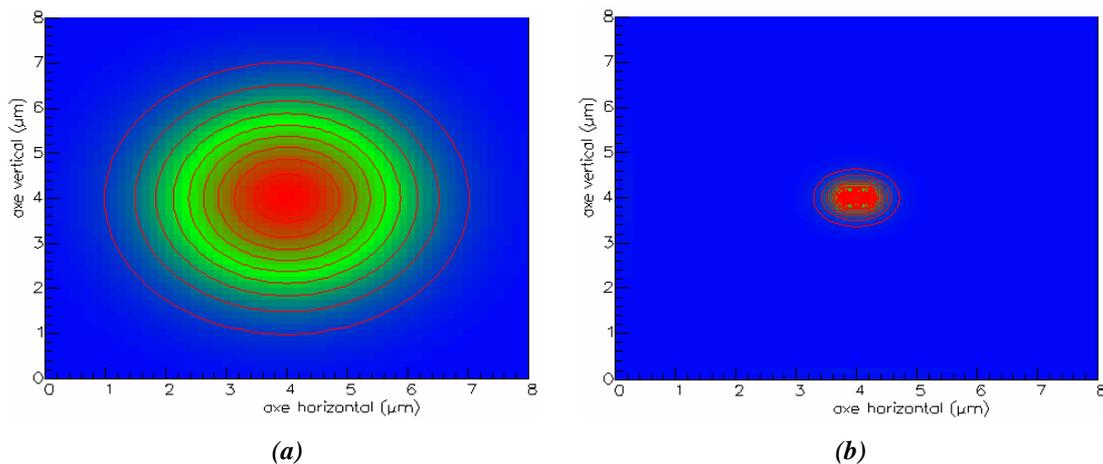


Figure II.A-8 : taille comparée du mode d'une fibre lentillée (a) et d'un guide de section carrée de 300 nm de côté (b), polarisation TE

Lorsque la largeur du nanofil diminue, les pertes de couplage décroissent de façon significative, ce qui s'explique par le phénomène de déconfinement. En effet, l'extension du

mode dans le BCB induit une augmentation de sa taille et une diminution de son indice effectif, donc de la réflectivité (Figure II.A-9) : les deux sources des pertes de couplage s'en trouvent réduites.

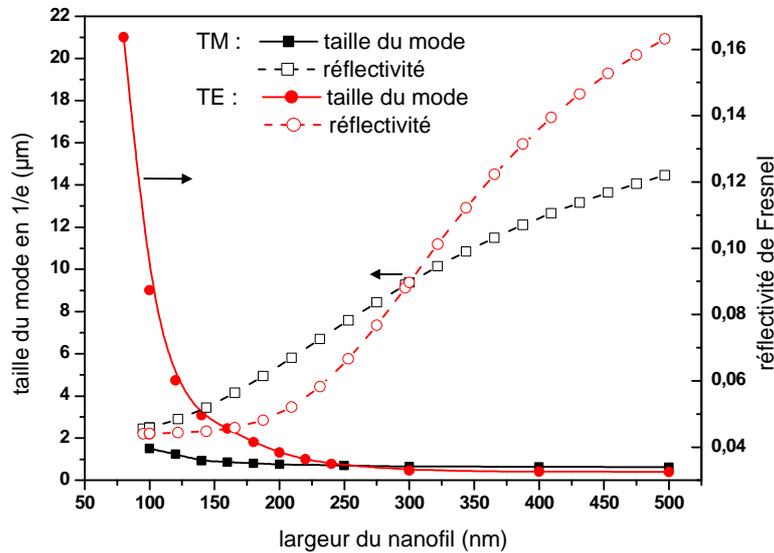


Figure II.A-9 : évolution de la taille du mode en $1/e$ suivant l'axe vertical et de la réflectivité de Fresnel à l'entrée du guide avec la largeur du nanofil d'InP, simulation FIMMWAVE

Notons cependant une anomalie dans l'évolution expérimentale relevée Figure II.A-7 : les pertes de couplage en polarisation TE sont supérieures à celles obtenues en TM, et elles évoluent plus lentement avec la largeur. Ce point semble paradoxal puisque la théorie démontre au contraire une augmentation de la taille du mode plus importante et plus rapide en TE. Nous attribuons l'évolution expérimentale obtenue à la propagation parasite dans le BCB, dont l'importance en TE a été mise en évidence par la caractérisation qualitative. Cette propagation parasite est captée par la fibre de sortie et ajoute donc ses caractéristiques à celles propres à nos nanofils, masquant ainsi leur évolution. Les conséquences en sont visibles, non seulement sur les pertes de couplage, mais également sur les pertes de propagation, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

II.A.3.4. Pertes de propagation

La Figure II.A-10 présente l'évolution des pertes de propagation des guides InP/BCB en fonction de la largeur du nanofil. Rappelons que ces pertes sont déduites du tracé des pertes d'insertion en fonction de la longueur du guide : elles représentent la pente de la droite ainsi obtenue.

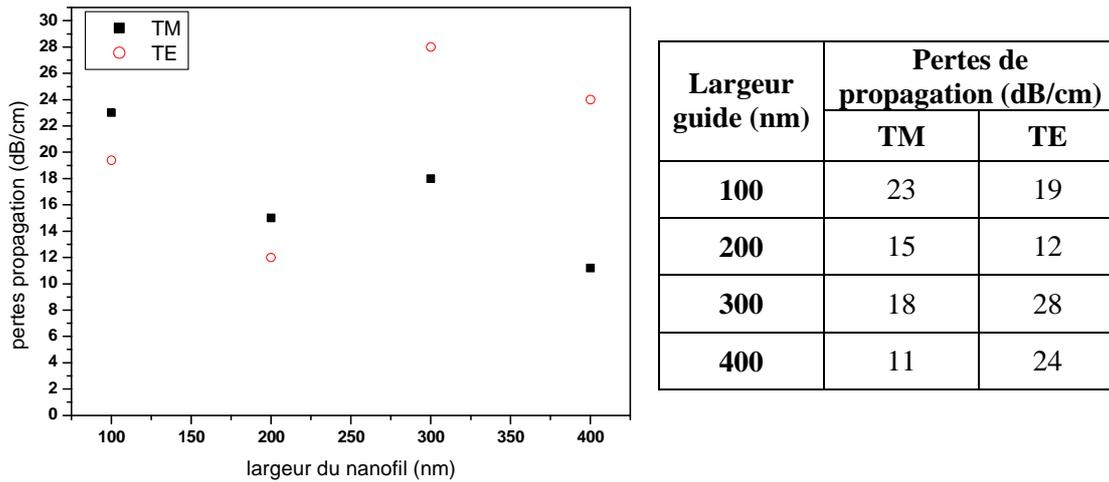


Figure II.A-10 : pertes de propagation des guides InP/BCB reportés sur GaAs en fonction de la largeur du nanofil

Remarquons tout d'abord les valeurs des pertes obtenues pour un nanofil de section carrée de 300 nm de côté dans le BCB : celles-ci s'élèvent à 18 dB/cm en TM et 28 dB/cm en TE. Ces valeurs constituent une amélioration d'environ 25 dB/cm par rapport aux guides GaAs/BCB déjà réalisés au sein de l'équipe optoélectronique (pertes de propagation des guides GaAs/BCB : 47 dB/cm en TM et 52 dB/cm en TE [5]).

Attachons nous maintenant à décrire l'évolution de ces pertes de propagation avec la largeur du guide. A cette fin, rappelons que ces pertes ont deux sources principales dans les guides nanométriques à fort contraste d'indice dont l'influence est successivement prépondérante lorsque la largeur du nanofil diminue [6] : les pertes par diffusion et les pertes par le substrat.

Les pertes par diffusion, liées aux rugosités de surface de la couche guidante (principalement, rugosités des flancs issues de la lithographie et de la gravure RIE), sont prépondérantes dans les guides nanométriques à fort confinement. Si différents modèles permettent d'évaluer l'importance de ces pertes [par exemple 7,8], le modèle de Tien [9] permet de comprendre l'évolution obtenue entre 200 et 400 nm grâce à la formule suivante :

$$\alpha = \frac{\sigma^2 k_0^2 h}{\beta} \cdot \frac{E_s^2}{\int E^2 dx} \cdot \Delta n^2 \quad [10] \quad \text{eq. II.A-1 [10]}$$

Avec k_0 le nombre d'onde dans le vide, β la constante de propagation du mode et h la constante de propagation transverse dans le cœur du guide. Les pertes par diffusion sont donc proportionnelles au carré de l'amplitude de la rugosité (σ^2), au carré de la différence d'indice entre le cœur et la gaine (Δn^2) et enfin à $E_s^2 / \int E^2 dx$. Ce dernier terme, noté $I_{interface}$,

représente l'intensité normalisée du champ \vec{E} à l'interface cœur/gaine et permet d'expliquer l'évolution relevée expérimentalement entre 200 et 400 nm. En effet, dans un premier temps, lorsque la largeur du nanofil diminue, $I_{interface}$ augmente impliquant l'augmentation des pertes de nos guides lorsque leur largeur passe de 400 à 300 nm. Puis, lorsque la largeur du nanoguide passe de 300 à 200 nm, le phénomène de déconfinement entre en jeu : l'énergie lumineuse s'étend progressivement dans le BCB, impliquant une diminution de $I_{interface}$ et donc des pertes liées aux rugosités [7].

Les pertes liées aux rugosités expliquent également la valeur plus élevée des pertes de propagation en TE qu'en TM [8]. En effet, en polarisation TE, le champ dominant (\vec{E}_x) subit une discontinuité sur les flancs du guide (Figure II.A-11 (b)) : des lobes d'énergie sont situés sur les flancs où se situent les rugosités. En polarisation TM (Figure II.A-11 (a)), les lobes d'énergies sont situés sur le dessus et le dessous du guide, où les rugosités sont négligeables (rugosité atomique, interfaces épitaxiales).

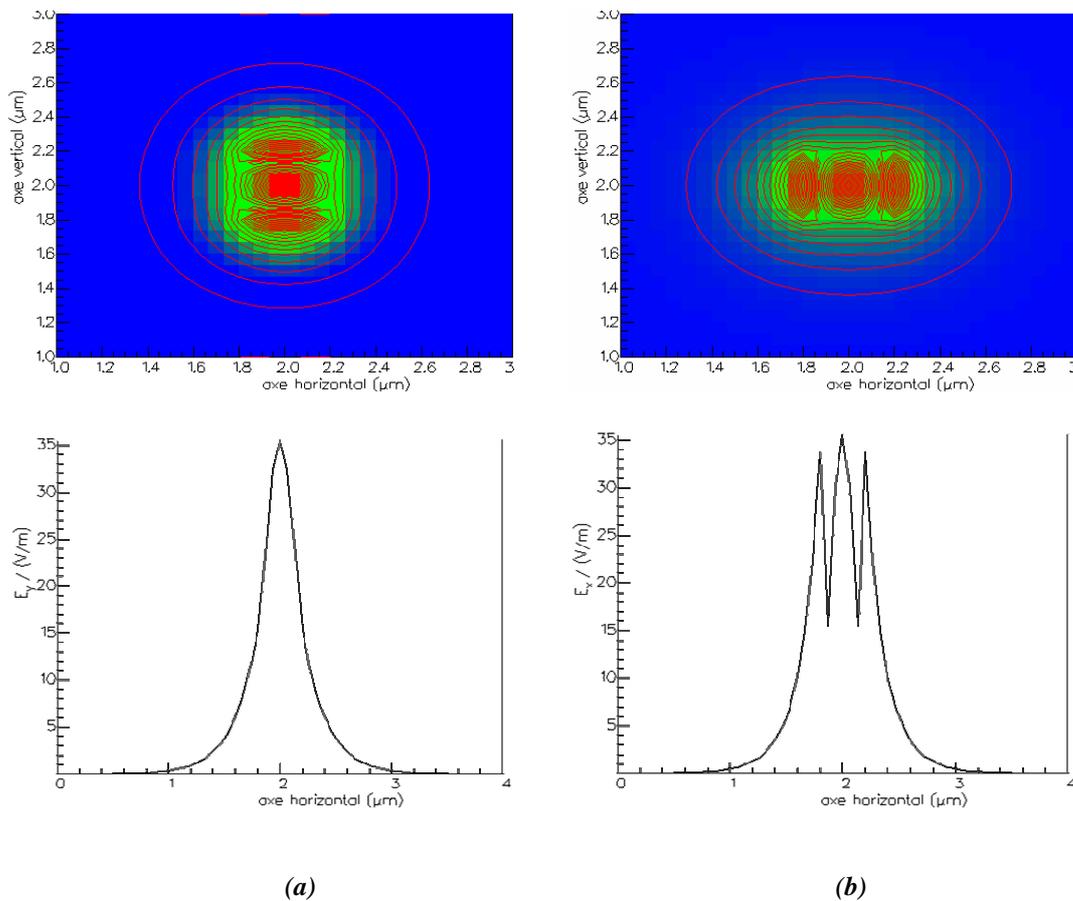


Figure II.A-11 : répartition du champ dominant et coupe du mode suivant l'axe horizontal en polarisation TM (a) et TE (b), guide carré de 300 nm de côté - FIMMWAVE

L'évolution des pertes entre 200 et 100 nm semble quant à elle liée aux pertes par fuite vers le substrat. Quasi inexistantes dans les guides à fort confinement grâce au 5 μm de

BCB placé sous nos guides (une épaisseur de 3 μm entre le nanofil et le substrat permet d'isoler correctement le mode guidé [11]), ces pertes deviennent prépondérantes lorsque le phénomène de déconfinement intervient, du fait de l'augmentation de la taille du mode, et expliquent l'augmentation des pertes observée entre 200 et 100 nm.

Cependant, cette augmentation devrait être beaucoup plus spectaculaire : la taille du mode augmente en effet de façon exponentielle et les pertes par fuites vers le substrat, donc les pertes de propagation, devraient suivre cette même loi. Dans notre cas, les pertes des guides de 100 nm de large reste du même ordre de grandeur que celle des autres nanofils, de largeur supérieure. Il semble que l'évolution des pertes de nos guides (Figure II.A-12, point) avec la largeur du nanofil soit atténuée, masquée par rapport à ce qu'elle devrait être (Figure II.A-12, croix)

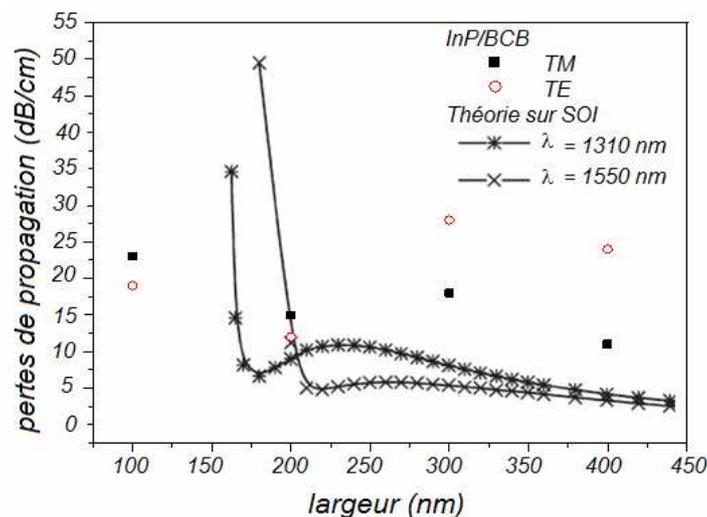


Figure II.A-12 : évolution des pertes de propagation des guides InP/BCB(point) obtenue expérimentalement comparativement à la théorie sur SOI(croix) [6]

Nous attribuons de nouveau ce phénomène à la propagation parasite dans le BCB. Afin d'éliminer cette propagation parasite, nous avons donc décidé d'introduire une fine couche de titane (100 nm) sur le dessus du substrat de GaAs avant d'effectuer le report (Figure II.A-13). Le paragraphe suivant s'attache à étudier l'influence de cette couche de titane sur les caractéristiques de propagation.

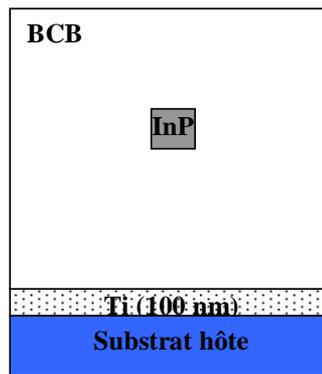


Figure II.A-13 : schéma de la structure reportée avec la couche de titane sur le dessus du substrat hôte

II.A.4. Introduction d'une couche de Ti

II.A.4.1. Caractérisation qualitative

La Figure II.A-14, présentant la sortie d'un nanofil d'InP de 400 nm x 300 nm reporté sur GaAs avec (Figure II.A-14b) ou sans titane (Figure II.A-14a), permet de juger de façon qualitative de l'effet d'une couche de titane déposée sur le substrat hôte. Le titane permet d'atténuer fortement la propagation parasite dans le BCB (Figure II.A-14b), voire d'éteindre totalement le BCB dans le cas d'une polarisation TM à l'entrée du nanofil.

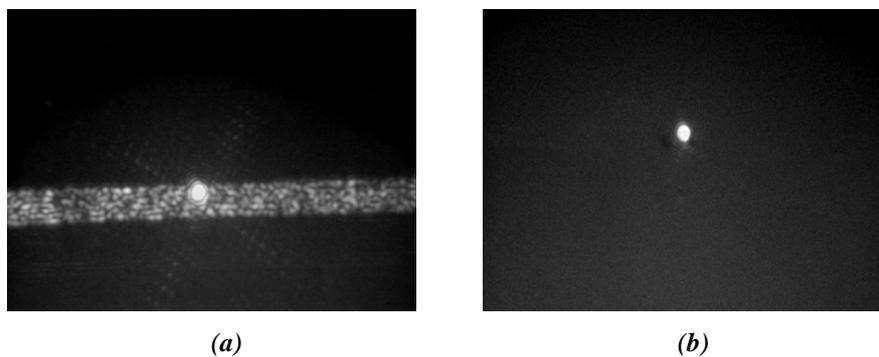


Figure II.A-14 : sortie d'un nanofil d'InP de 400 nm x 300 nm dans le BCB en polarisation TM. Report effectué sur reporté sur GaAs (a) ou sur GaAs + 100 nm de Ti (b)

La couche de titane semble donc jouer le rôle auquel elle est destinée. Cependant, dans le cas d'un guide de 100 nm de large, cet effet positif n'existe qu'en polarisation d'entrée TM (Figure II.A-15 (a)). En effet, en polarisation d'entrée TE, la tache optique se change en une ligne dans le BCB. Nous supposons qu'en mode TE, la lumière n'est plus guidée par le nanofil d'InP. Par conséquent, les relevés expérimentaux en polarisation d'entrée TE pour les guides de 100 nm seront mentionnés, mais considérés comme incohérents et liés à une propagation plane dans le BCB.

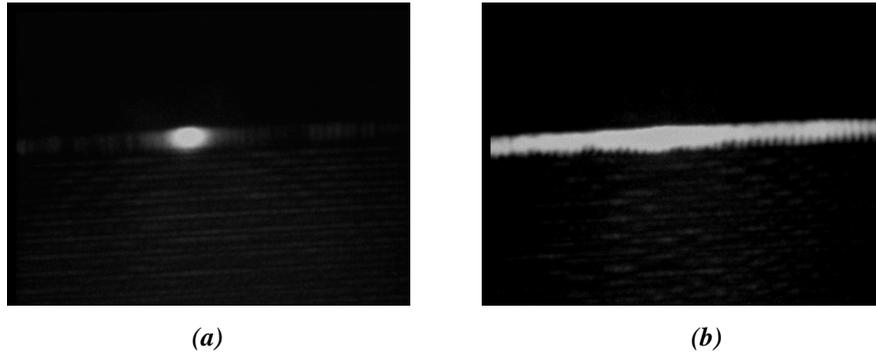


Figure II.A-15 : sortie d'un nanofil de 100 nm de large reporté sur titane pour un état de polarisation à l'entrée TM (a) ou TE(b)

Si la couche de titane remplit son rôle en atténuant la propagation parasite dans le BCB, il nous reste à quantifier son influence sur les caractéristiques de propagation, objet du paragraphe suivant.

II.A.4.2. Caractérisation quantitative

Rappelons tout d'abord qu'afin de déterminer les caractéristiques de propagation de nos guides, nous traçons les pertes d'insertion en fonction de la longueur du guide. Nous obtenons alors les pertes de propagation, représentées par la pente de la droite obtenue, et les pertes totales de couplage, représentées par l'ordonnée à l'origine. La Figure II.A-16 présente le relevé des pertes d'insertion dans le cas d'un report avec titane pour des nanofils d'InP de 200 (a) et 300 nm (b) de large.

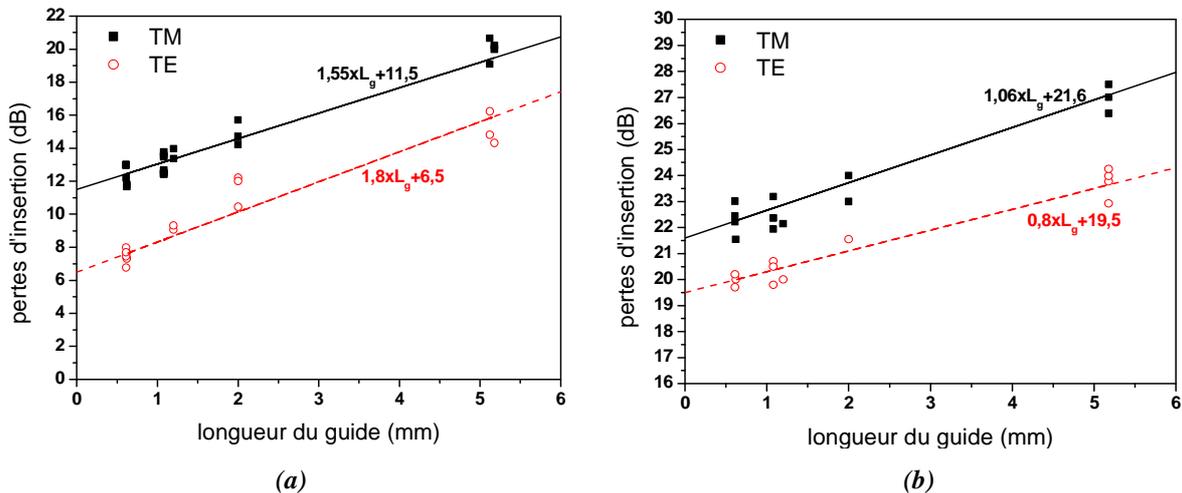


Figure II.A-16 : pertes d'insertion en fonction de la longueur des guides dans le cas de nanofils d'InP reportés sur titane de 200 (a) et 300 (b) nm de large

II.A.4.2.1. Pertes de propagation

La Figure II.A-17 présente les pertes de propagation en fonction de la largeur de nanofils d'InP de 300 nm de haut, reportés dans le BCB sur un substrat de GaAs avec une couche de titane.

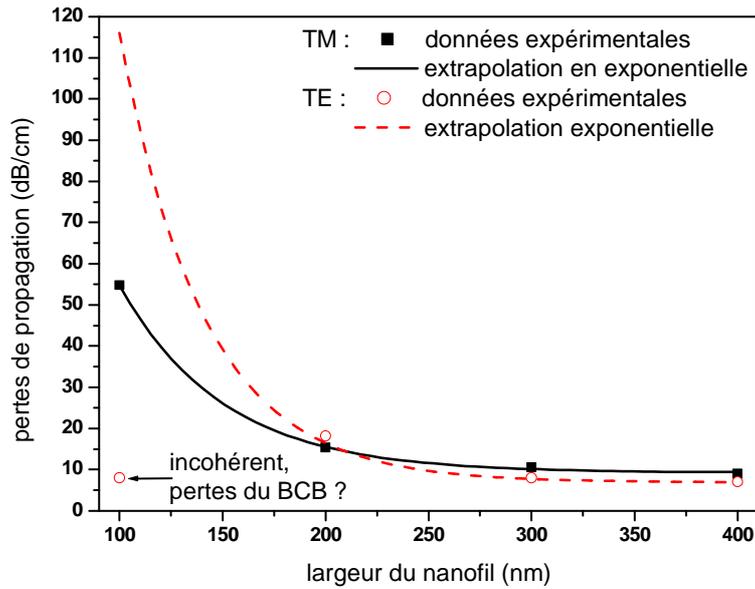


Figure II.A-17: pertes de propagation dans les nanofils d'InP dans le BCB reportés sur une couche de titane

Notons tout d'abord que l'évolution de ces pertes de propagation est plus nette et conforme à ce que nous attendons, soit une augmentation exponentielle des pertes de propagation lorsque la largeur du nanofil diminue.

De façon générale, les guides à fort confinement (300 et 400 nm de large) reportés sur titane ont des valeurs de pertes inférieures à celles obtenues sur des guides reportés sans titane (Tableau II.A-1). Nous attribuons cela à l'élimination de la propagation parasite, qui permet une caractérisation plus propre de ces guides. Le titane semble n'avoir que peu d'effet sur les guides de 200 nm de large, quant aux guides de 100 nm, leurs pertes de propagation augmentent fortement en polarisation TM, laissant apparaître l'évolution attendue. La valeur obtenue en TE est attribuée à une propagation plane dans le BCB puisque l'observation qualitative de la face de sortie a montré l'absence de mode guidé.

Largeur guide (nm)	Pertes de propagation (dB/cm)			
	Avec titane		Sans titane	
	TM	TE	TM	TE
100	55	8, BCB?	23	19
200	15,5	18	15	12
300	10,5	8	18	28
400	9	7	11	24

Tableau II.A-1 : comparaison des pertes de propagation des nanofils InP/BCB reportés avec ou sans titane

II.A.4.2.2. Situation dans le contexte international

Nous tentons par le Tableau II.A-2 de situer les pertes de nos nanofils dans l'état de l'art international. Cette comparaison est assez délicate, dans la mesure où les pertes de propagation dépendent fortement de la taille de nos nanofils.

auteurs	références	année	matériaux	épaisseur (nm) x largeur (nm)	valeur des pertes (dB/cm)
Ce travail		2008	InP dans BCB	300 x 200	15,5 dB/cm TM 18 dB/cm TE
				300 x 300	10,5 dB/cm TM 8 dB/cm TE
				300 x 400	9 dB/cm TM 7 dB/cm TE
Lauvernier	[12]	2005	GaAs/ BCB	300 x 300	47 dB/cm TM 52 dB/cm TE
Tsuchizawa	[13]	2006	SOI	300 x 300	7,8 dB/cm TE
Yamada et al.	[14]	2005	SOI	300 x 300	18,9 dB/cm
Vlasov 1	[10]	2004	SOI	220 x 445	3,6 dB/cm TE
Espinola	[15]	2004	SOI	220 x 445	3,6 dB/cm
Xu	[16]	2005	SOI	230 x 440	2,5 dB/cm TM 5,2 dB/cm TE
Binetti	[17]	2007	SOI	220 x 500	4,5 dB/cm
Bogaerts	[18]	2005	SOI	220 x 500	2,4 dB/cm
Fang	[19]	2007	si polycristallin dans SiON	250 x 300	7,5dB/cm TM 7,81 dB/cm TE
Sparacin	[20]	2005	SOI	220 x 630	1,9 dB/cm
	[21]	2006	Si amorphe	200 x 350	4,5 dB/cm TM 14 dB/cm TE

Tableau II.A-2 : situation des pertes de propagation de nos nanofils dans le contexte international

Nous pouvons constater que les valeurs obtenues sur nos nanofils sont dans l'ordre de grandeur de l'état de l'art international. Les valeurs obtenues notamment sur des nanofils de section carrée de 300 nm de côté (valeurs en gras) sont équivalentes à celles obtenues sur SOI pour des nanofils de même section alors que le procédé de fabrication sur SOI comprend une étape de réduction de la rugosité [13].

II.A.4.2.3. Pertes totales de couplage (entrée+sortie)

La Figure II.A-18 permet de visualiser l'effet d'une couche de titane sur les pertes de couplage totales (entrée + sortie) des nanofils d'InP dans le BCB. On constate peu de changement en polarisation TM par rapport à des guides reportés sans la couche titane (Figure II.A-18 a), si ce n'est une augmentation pour les guides de 200 nm qui reste inexpliquée.

Par contre, en polarisation d'entrée TE (Figure II.A-18 b), les pertes de couplage obtenues dans le cas d'un report avec titane diminuent fortement et leur variation est beaucoup plus rapide avec la largeur du guide par rapport à un report sans titane. Les pertes de couplage en TE deviennent même inférieures à celles obtenues en TM, contrairement à ce qui a lieu pour un report sans titane. De nouveau ce comportement correspond mieux à la théorie : la taille du mode est plus importante et augmente plus vite en TE qu'en TM lorsque la largeur du guide diminue, induisant des pertes de couplage moins importantes en TE.

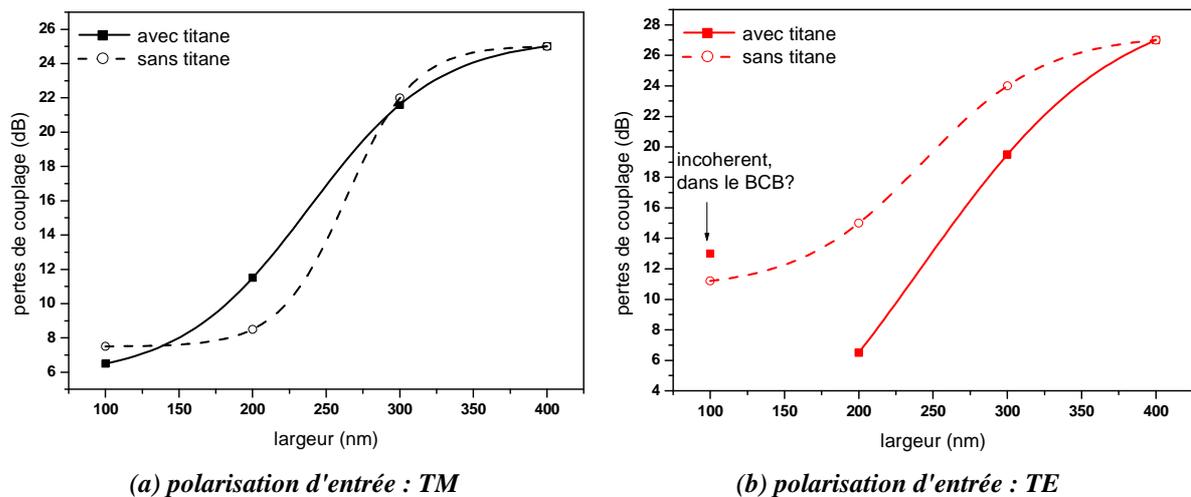


Figure II.A-18 : comparaison des pertes de couplage totales (entrée + sortie) obtenues pour un report avec ou sans titane en polarisation d'entrée TM (a) et TE (b)

II.A.4.3. Conclusion sur l'introduction d'une couche de titane

Les caractérisations qualitatives des nanofils InP dans le BCB ont mis en évidence une propagation parasite dans la couche de BCB. Cette propagation parasite altère les résultats des caractérisations obtenus sur ces guides. L'ajout d'une couche absorbante, ici du titane, sur le substrat hôte permet d'atténuer significativement cette propagation parasite et d'obtenir les réelles caractéristiques de propagation de nos nanofils, soit des pertes de propagation de 10,5 dB/cm en TM et de 8 dB/cm en TE pour un guide carré de 300 nm de

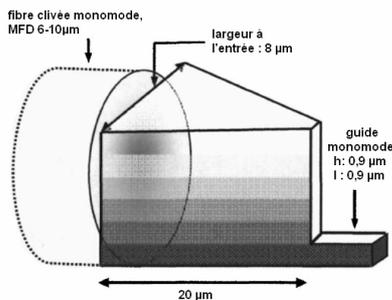
côté. Ces pertes sont comparables à celles obtenues sur SOI pour un guide de même dimension.

Si le problème de la propagation parasite a pu être résolu grâce à cette couche de titane, il nous faut maintenant diminuer les pertes de couplage dans les guides à fort confinement, ce qui est l'objet du paragraphe suivant.

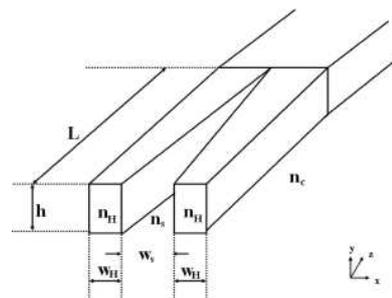
II.B. Amélioration du couplage

II.B.1. Dispositifs pour l'injection latérale

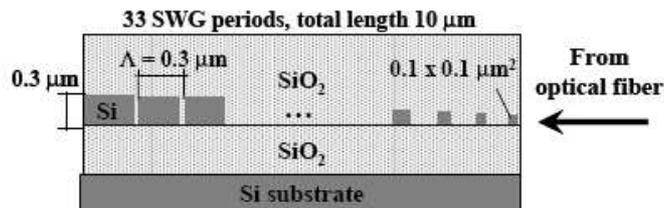
Les guides nanométriques à fort confinement sont un espoir pour les circuits optiques intégrés. Cependant, compte tenu de la différence de taille, de forme et d'indice entre le mode propagé dans ces guides et les fibres qui permettent d'y injecter la lumière, les pertes de couplage sont beaucoup trop élevées pour permettre une application (respectivement 23 dB et 24 dB pour nos nanofils d'InP dans le BCB de 300 et 400 nm de large). Afin de réduire ces pertes de couplage, différentes structures existent, plus ou moins faciles à concevoir ou à fabriquer telles, que les coupleurs à gradients d'indice (GRIN coupleur, Figure II.B-1 a [22]), des coupleurs basés sur des guides à fentes (*slot waveguides*, Figure II.B-1 b [23]) ou sur des réseaux (Figure II.B-1 c [24]). Les structures les plus répandues restent cependant les structures en entonnoir (*taper*) ou en entonnoir inversé (*taper inversé*).



(a) GRIN coupleur, efficacité 61% [22]



(b) coupleur à base de slot waveguide, perte de couplage : 1,8 dB/face, résultats de simulation [23]



(c) coupleur à réseau, perte couplage/face TE : 6 dB, TM : 4 dB [24]

Figure II.B-1 : exemples de structures existantes pour le couplage latéral

La structure en entonnoir est la plus classique et la plus immédiate sur un plan conceptuel : elle consiste en un guide dont la largeur, proche de celle de la fibre à l'entrée, diminue progressivement vers celle du guide (Figure II.B-2). Ce type d'adaptateur permet certes de corriger la désadaptation de taille du mode mais pas la différence d'indice optique, ce qui se traduit par une réflexion importante sur la face d'entrée.

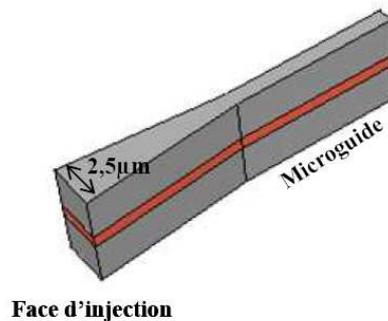


Figure II.B-2 : schéma d'un adaptateur de mode en "taper" à l'entrée d'un guide submicrométrique à gravure profonde [25]

La forme inverse (*taper inversé*), où le guide se termine par une pointe de très faible dimension (Figure II.B-3), est déjà bien connue en SOI [26, 27]. Elle repose sur le phénomène de déconfinement existant lorsque la largeur du nanofil diminue et permet donc à la fois d'augmenter la taille du mode guidé et d'en diminuer l'indice effectif dans la zone de couplage.

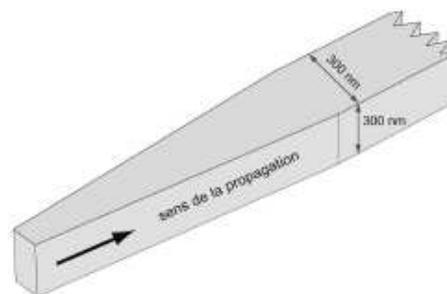


Figure II.B-3 : schéma de la structure en entonnoir inversé (*taper inversé*)

L'idéal serait de faire varier tant la largeur que la hauteur du guide [28] afin d'obtenir une structure insensible à la polarisation. Malheureusement la fabrication d'une telle pointe nécessite des procédés complexes et/ou très sensibles aux conditions, donc peu reproductibles. Afin de simplifier ce procédé de fabrication, Kitano *et al.* [29] propose la création de guides rectangulaires par un procédé classique suivie de leur transformation en triangle par usinage par pulvérisation : la largeur du guide détermine alors sa hauteur (Figure II.B-4).

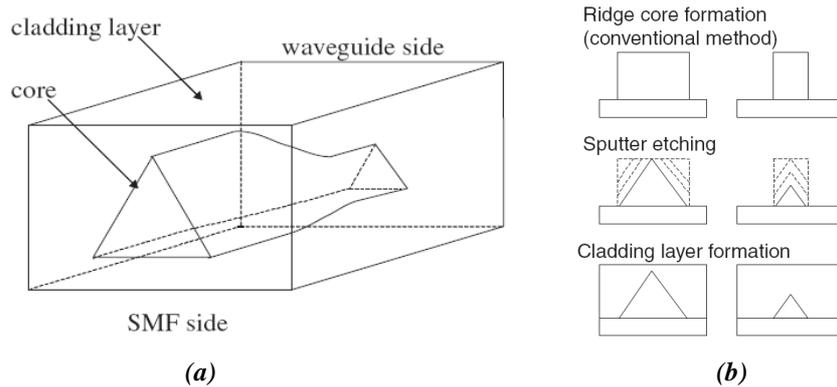


Figure II.B-4 : schéma d'un adaptateur de mode en entonnoir inversé sur un guide triangulaire (a) et explication du procédé de fabrication (b) [29]

La fabrication d'une structure en entonnoir inversé bidimensionnelle reste cependant compliquée et la plupart du temps, seule la largeur du guide varie. Dans un souci de simplicité, c'est cette solution que nous avons adoptée et que nous développons dans ce qui suit.

II.B.2. Adaptateurs de mode en entonnoir inversé pour les nanofils InP dans le BCB

Afin d'alléger le discours, nous appellerons la structure en forme d'entonnoir inversé du terme *nanotaper*.

II.B.2.1. Première structure étudiée

Dans un premier temps, nous avons repris la structure optimisée lors de la thèse de D.Lauvernier, soit un *nanotaper* formé d'un guide de 80 nm côté fibre dont la largeur augmente linéairement jusqu'à la largeur du guide principal (Figure II.B-5). Cet adaptateur a permis sur GaAs une amélioration des pertes de couplage totales de 17 dB environ, aussi bien en TE qu'en TM [5].

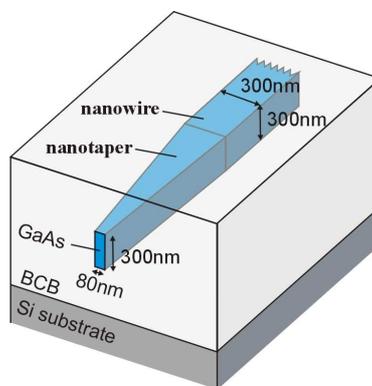


Figure II.B-5 : schéma de l'adaptateur de mode en entonnoir inversé (*nanotaper*) optimisé au cours de la thèse de D.Lauvernier sur GaAs [5]

Le Tableau II.B-1 présente l'effet de cette structure sur les pertes totales de couplage. Les résultats présentés concernent des nanofils d'InP ayant à leurs deux extrémités un *nanotaper* de 90 μm de long et une largeur de 80 nm à la pointe. Ils sont obtenus en comparant la puissance en sortie d'un guide équipé de telles structures ($P_{2\text{Tapers}}$) à celle d'un guide sans taper de même longueur ($P_{0\text{Taper}}$), ce qui nous permet de remonter aux pertes de couplage totales avec nanotapers, par le calcul du facteur d'amélioration en décibels :

$$\text{Amélioration (dB)} = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{2\text{Tapers}}}{P_{0\text{Taper}}} \right)$$

Largeur du guide (nm)	TM			TE			
	Pertes de couplage sans nanotaper (dB)	Facteur d'amélioration (dB)	Pertes de couplage avec nanotapers (dB)	Pertes de couplage sans nanotaper (dB)	Facteur d'amélioration (dB)	Pertes de couplage avec nanotapers (dB)	
Sans titane	400	25	17	8	27	20	7
	300	22	16	6	24	18	6
	200	8	2	6	15	5	10
Avec titane	300	21	12	9	19	8	11
	200	11	1	10	6	-1	7

Tableau II.B-1 : effet de deux tapers inversés (à l'entrée et à la sortie) sur les pertes totales de couplage des nanofils d'InP dans le BCB – caractéristiques des tapers utilisés : 80 nm à la pointe, 90 μm de long

Les *nanotapers* employés s'avèrent particulièrement efficaces pour les guides à fort confinement, puisqu'ils permettent de ramener les pertes totales de couplage à 7 dB en TE pour un guide de 400 nm de large et à 6 dB (en TE comme en TM) pour un guide de 300 nm de large reporté sans titane. Par contre, ce n'est plus le cas pour les guides de 200 nm de large, où leur effet est même pénalisant dans le cas d'un report avec titane. Pour comprendre ces différences de performances en fonction de la largeur du guide principal (200 nm contre 300 et 400 nm), il faut rappeler le fonctionnement d'un nanotaper. Tout d'abord, il permet le passage du "monde extérieur" au circuit photonique intégré grâce à la bonne adaptation de taille et d'indice entre le mode de la pointe du taper et le mode des fibres : il apporte donc un gain en couplage par rapport à un guide nanométrique à fort confinement (G_{pointe}). Dans un second temps, il convertit le mode, fortement déconfiné de la pointe du taper, en mode propre du guide. C'est au cours de cette deuxième étape qu'apparaissent des pertes (P_{tapers}) : des pertes de conversion, faibles si la longueur du

nanotaper est suffisante, et des pertes de propagation, liées notamment à l'absorption du mode déconfiné de la pointe par le substrat (Figure II.B-6). Les résultats donnés Tableau II.B-1 sont en fait le résultat "macroscopique" de ces deux étapes combinées : l'effet du taper est en fait la combinaison du gain d'adaptation à la pointe et des pertes du taper.

Dans le cas des guides fortement confinés, on a $G_{\text{pointe}} \gg P_{\text{tapers}}$ résultant en une efficacité globale du taper élevée. Par contre, dans le cas d'un guide de 200 nm, le phénomène de déconfinement a déjà commencé et la taille du mode est plus importante : G_{pointe} n'est plus suffisant pour compenser les pertes au sein du taper.

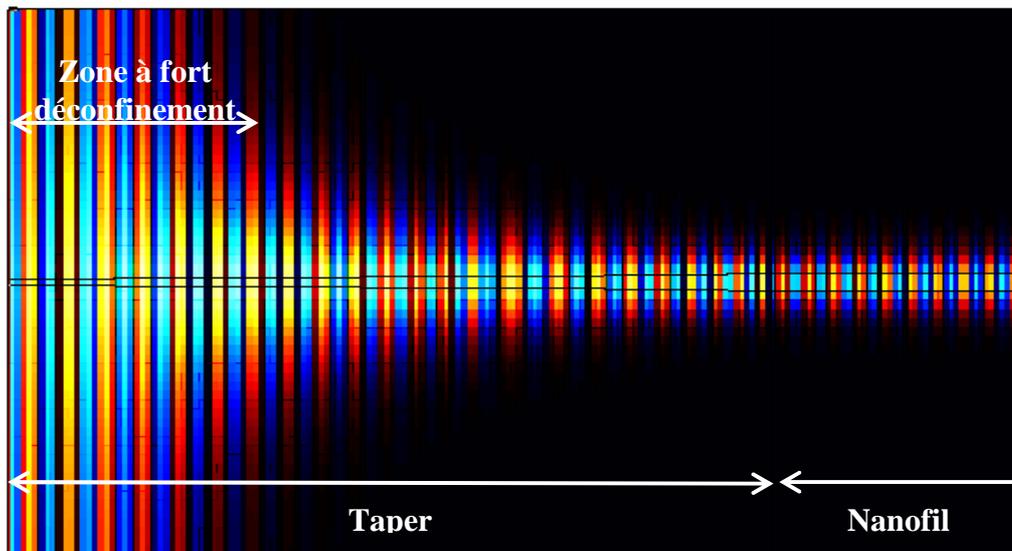


Figure II.B-6 : propagation dans un nanotaper (FIMMPROP), vue de dessus. Pour une largeur de pointe donnée, plus la longueur du taper est importante, plus les pertes de conversion sont faibles, mais plus la zone à fort déconfinement où le mode subit l'influence du substrat est grande

De même, l'efficacité réduite des tapers lors d'un report avec titane, surtout en TE (amélioration du couplage seulement de 8 dB), est liée à la zone à fort déconfinement du taper. Dans cette zone, le mode s'étend fortement dans le BCB (surtout en TE) et subit l'influence du substrat. Dans le cas du report avec titane, une couche à fort coefficient d'absorption est placée sur le dessus du substrat, ce qui se traduit par des pertes de propagation au niveau de la pointe plus élevées, donc une efficacité globale réduite du nanotaper.

Cet effet nous a poussés à étudier des pointes plus larges (150 et 200 nm de large). Dans ce cas, la réduction de la désadaptation de mode est certes moins importante mais elle peut être compensée par la réduction des pertes par fuite vers le substrat ou par absorption dans le titane. De plus, des pointes plus larges sont technologiquement plus faciles à réaliser.

II.B.2.2. Influence de la largeur de la pointe

Nous avons équipé les deux extrémités de guides de 300 nm de côté de *nanotapers* de 90 μm de long avec des largeurs de pointe de 80, 150 ou 200 nm afin d'étudier l'effet de cette largeur sur les pertes de couplage et de déterminer la structure la mieux adaptée dans notre cas. Le Tableau II.B-2 présente les pertes de couplage totales obtenues pour des guides droits munis de *nanotapers* à chaque extrémité en fonction de la largeur de la pointe. De nouveau, ces pertes de couplage sont déduites du calcul du facteur d'amélioration obtenu par rapport à un guide droit sans adaptateur.

Largeur de la pointe (nm)	Pertes de couplage (dB)			
	Sans titane		Avec titane	
	TM	TE	TM	TE
80	6	6	8	7
150	4	7	5	4
200	9	11	9	10

Tableau II.B-2 : pertes totales de couplage (entrée + sortie) pour un guide carré de 300 nm de côté équipé de *nanotapers* de 90 μm de long à chaque extrémité en fonction de la largeur de la pointe

La pointe de 200 nm est la moins efficace ce qui est sans doute lié à une augmentation de la taille du mode insuffisante. La pointe de 80 nm, quant à elle, perd de son efficacité lors d'un report sur titane, comme nous l'avons mentionné au paragraphe précédent.

La pointe de 150 nm apparaît comme le meilleur compromis entre la diminution de la désadaptation des modes et les pertes au sein du taper. Elle permet ainsi de ramener les pertes totales de couplage à environ 5 dB dans les deux états de polarisation.

II.B.3. Conclusion sur l'amélioration du couplage

Les pertes de couplage des nanofils d'InP dans le BCB à fort confinement sont suffisamment élevées (> 20 dB) pour empêcher leur application pratique. Grâce à l'insertion d'une structure simple de conception et de fabrication, soit un *nanotaper* de 90 μm de long avec une pointe de 150 nm de large, ces pertes ont pu être ramenées à des valeurs acceptables (5 dB en TM et 4 dB en TE). Ces pertes de couplage sont équivalentes à celles obtenues grâce aux *nanotapers* dans la littérature (Tableau II.B-3).

Auteurs	Références	Année	Pertes de couplage
Ce travail		2008	4 dB au total (entrée : fibre lentillée, sortie fibre clivée)
Tsuchizawa	[13]	2006	Fibre lentillée : 0,5 dB/face Fibre clivée : 3 dB/face
Fang	[19]	2007	2 dB/face TM ; 3,6 dB/face TE
Almeida	[26]	2003	TM : 3,3 dB/face ; TE : 6 dB/face (forme parabolique)
Kitano	[29]	2008	0,3 dB/face (nanotaper 2D avec guide en triangle)

Tableau II.B-3 : performance de nos nanotapers dans le contexte international

Parallèlement aux recherches sur les adaptateurs de mode, certains travaux visent à réduire la taille du mode des fibres lentillées : des tailles de mode de $1,2 \mu\text{m}$ à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$ [30] ont déjà été rapportées. Signalons en particulier, les travaux de Shiraishi *et al.* [31] portant sur des fibres lentillées **à face plate et à distance de travail nulle** avec un diamètre de mode expérimental de $1,9 \mu\text{m}$. L'utilisation conjuguée de ces fibres et des *nanotapers* devrait permettre de diminuer encore les pertes de couplage.

Enfin, si nous nous sommes intéressés à l'injection latérale, des structures permettent un couplage vertical avec la fibre (Figure II.B-7) [32]. Ce type de coupleur peut s'avérer intéressant, même si son efficacité est limitée pour le moment (30%, en théorie 76%) : il permet de tester les composants directement sur la plaque, d'injecter à des endroits divers, pas seulement en bout de dispositif. D'autre part, le clivage des composants n'est plus nécessaire, ce qui nous permettrait d'effectuer notre report sur substrat de verre (voire BCB autoporté) et ainsi d'éliminer totalement les fuites vers le substrat.

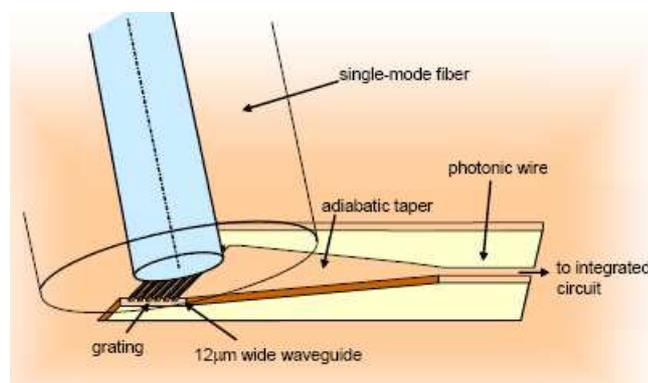


Figure II.B-7 : schéma d'un couplage vertical par réseau de Bragg

II.C. Mesures interférométriques : un comportement inhabituel des structures guidantes ?

II.C.1. Caractérisation par la méthode Pérot Fabry

II.C.1.1. Explication de la méthode de caractérisation

Les valeurs des pertes de propagation présentées dans les paragraphes précédents sont déduites en reportant la puissance en sortie de guide en fonction de leur longueur. Cependant, cette méthode présente une forte dépendance aux conditions d'injection (qualité des faces clivées, angle d'injection...). Afin de s'affranchir de ces conditions d'entrée, nous pouvons également déterminer les pertes de propagation via la méthode Pérot-Fabry. Dans ce cas, le guide est assimilé à une cavité résonante : l'onde en sortie du guide est la somme d'une part transmise directement après une traversée du guide et d'une part provenant des réflexions multiples sur les faces internes du guide. Lorsque toutes ces contributions sont en phase, on obtient un maximum sur la puissance en sortie. En modifiant un paramètre, dans notre cas la longueur d'onde, le chemin optique change, faisant apparaître des oscillations. Le contraste de ces oscillations donne accès aux pertes de propagation (α) et leur période ($\Delta\lambda$) permet de remonter à l'indice de groupe (n_g) par les formules suivantes [4]

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \frac{\sqrt{I_{\max}/I_{\min}} - 1}{\sqrt{I_{\max}/I_{\min}} + 1} \right) \quad (\text{eq. II.C-1})$$

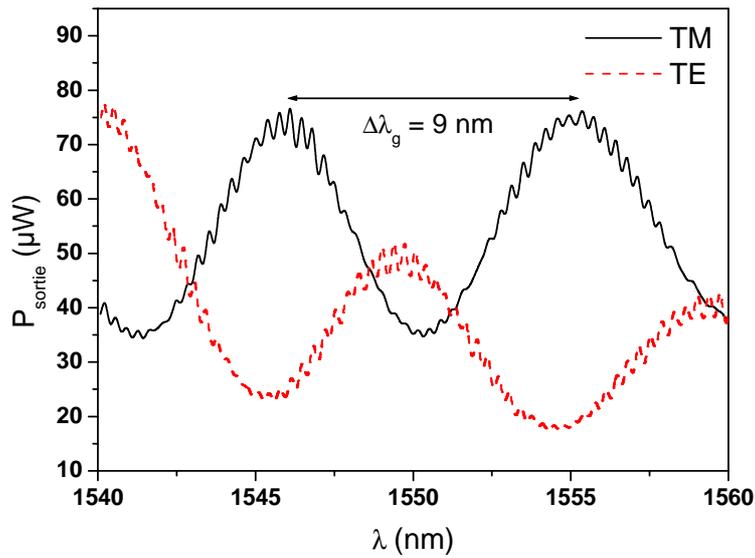
$$n_g = \frac{\lambda^2}{2L\Delta\lambda} \quad (\text{eq. II.C-2})$$

Avec λ la longueur d'onde, I_{\max} et I_{\min} les intensités maximale et minimale, R la réflectivité sur les faces du guide et L la longueur du guide.

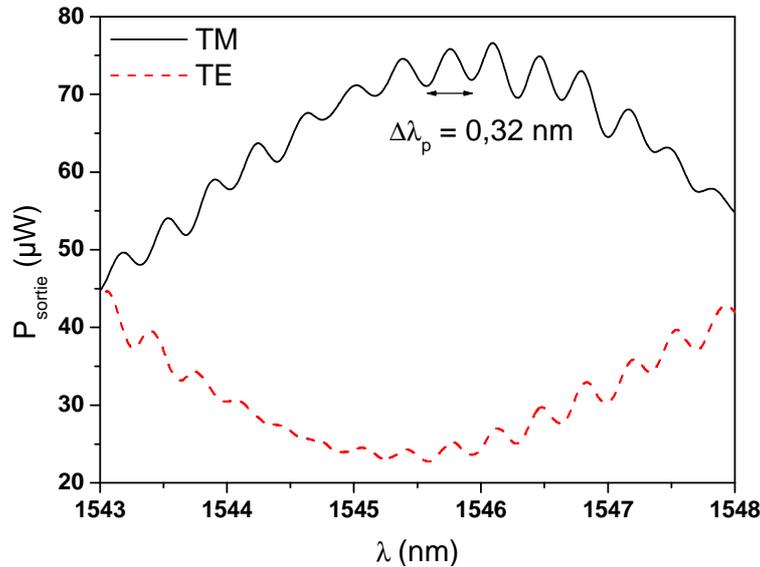
II.C.1.2. Résultats des caractérisations effectuées sur les guides InP/BCB

La Figure II.C-1(a) présente un exemple de spectre Pérot-Fabry obtenu sur nos guides, ici dans le cas d'un nanofil d'InP dans le BCB reporté sur titane de $200 \times 300 \text{ nm}^2$ de section et de 2 mm de long. Le spectre obtenu est assez surprenant pour des guides monomodes : il est constitué de deux oscillations superposées, l'une de grande période et amplitude et l'autre de petite période et amplitude (Figure II.C-1 (b)). Nous les appellerons donc logiquement dans ce qui suit *grande* et *petite* oscillation. Notons que la période des

grandes oscillations est sensiblement égale en polarisation TE et TM.



(a) spectre obtenu entre 1540 et 1560 nm : superposition de deux oscillations



(b) détail du spectre obtenu autour de 1545 nm : mise en évidence des petites oscillations

Figure II.C-1 : spectre obtenu sur un nanofil d'InP de 200 nm x 300 nm et de 2 mm de long reporté avec une couche de titane sur le substrat hôte

Afin de mieux comprendre ce phénomène, nous avons relevé la période de ces deux oscillations (respectivement $\Delta\lambda_g$ et $\Delta\lambda_p$) en fonction de la longueur des guides et étudié la variation du paramètre $\lambda^2/(2.\Delta\lambda)$ avec la longueur des nanofils pour les guides de 100, 200, 300 et 400 nm de large (Figure II.C-2). Si les oscillations sont liées à un phénomène Pérot-Fabry, nous devrions obtenir, selon l'eq.II.C-2, une droite de pente n_g .

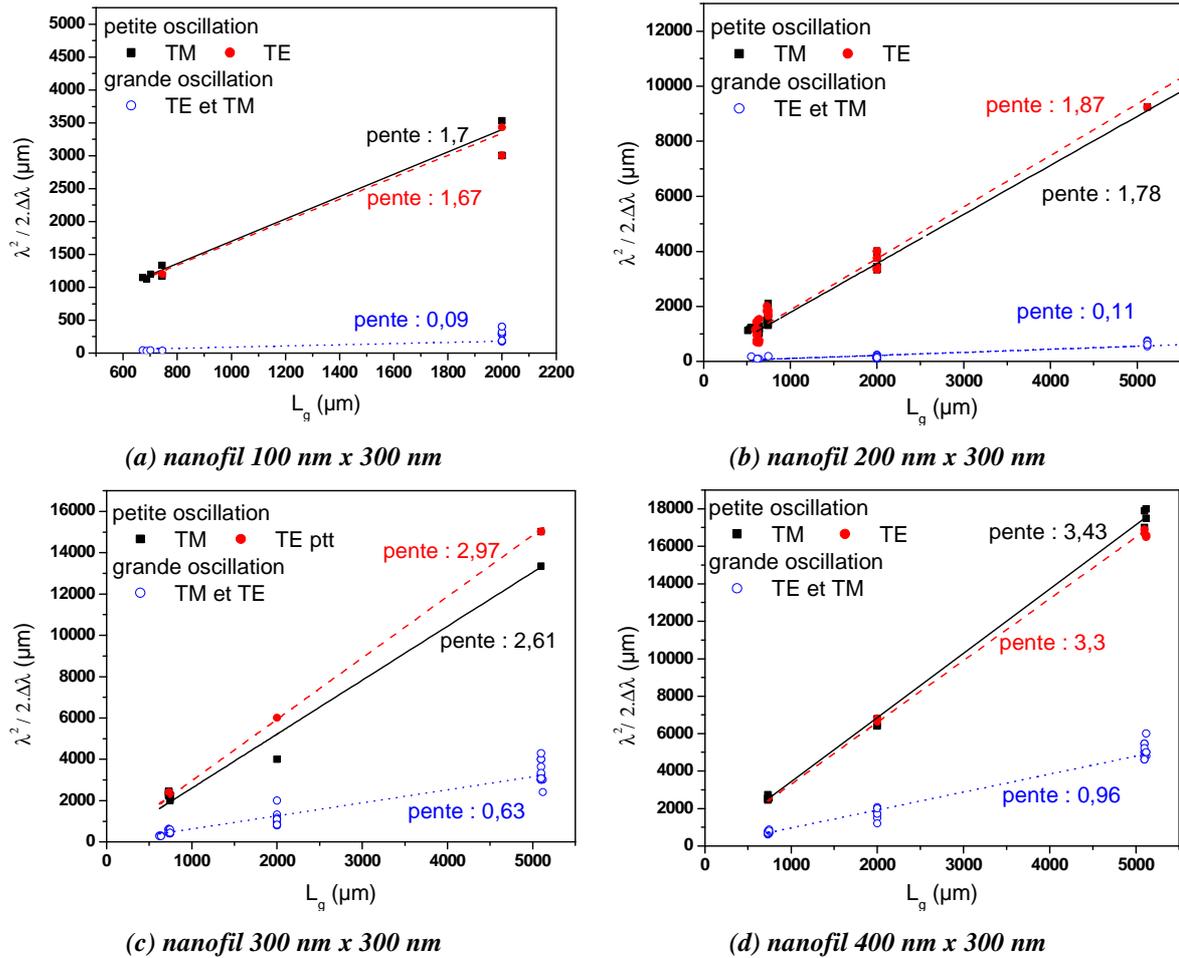


Figure II.C-2 : variation de $\lambda^2/(2.\Delta\lambda)$ en fonction de la longueur du guide pour des nanofils de 100 (a), 200 (b), 300(c) et 400 nm (d) de large

Pour toutes les largeurs de guide et pour la grande oscillation comme pour la petite, nous obtenons une variation linéaire de $\lambda^2/(2.\Delta\lambda)$ avec la longueur du guide. Les valeurs de pente obtenues avec la grande oscillation sont très faibles (au plus 0,96) et toujours inférieures à l'indice du BCB (1,53 à 1,55 μm). Ces valeurs ne peuvent donc pas être identifiées à un indice de groupe : l'origine des grandes oscillations ne peut être attribuée au phénomène Pérot-Fabry. A l'opposé, les valeurs obtenues pour la petite oscillation, ainsi que leur variation avec la largeur du nanofil, sont tout à fait cohérentes avec un indice de groupe.

Par conséquent, nous attribuons l'origine de la petite oscillation au phénomène Pérot-Fabry, c'est-à-dire à l'interférence du mode guidé sur lui-même au fur et à mesure de ses allers-retours dans le guide. Ces oscillations Pérot-Fabry apparaissent "portées" par une oscillation de plus grande période, rendant difficile l'extraction des pertes par la méthode Pérot-Fabry.

L'origine de la grande oscillation est jusqu'à présent inexplicée mais nous pouvons cependant avancer quelques hypothèses.

L'hypothèse la plus immédiate face à la forme particulière du spectre obtenu Figure II.C-1 est l'existence d'un deuxième mode guidé par nos nanofils. Cette hypothèse est envisageable dans les cas des guides de 300 et 400 nm compte tenu des incertitudes, aussi bien technologiques, sur l'épaisseur et la largeur des guides, que de simulation, lors de la détermination par analyse modale de la limite monomode/multimode. Mais l'existence du phénomène pour les guides de 100 et 200 nm de large, très probablement monomodes, tend à infirmer cette hypothèse.

Une seconde possibilité est l'interaction entre la lumière parasite se propageant dans le guide plan formé par le BCB et le mode guidé par le nanofil. Cependant, la présence de titane sur le substrat de report limite fortement cette propagation parasite et, par conséquent, devrait atténuer notablement l'oscillation parasite, ce qui n'est pas le cas.

Enfin, la forme particulière du mode, avec un "noyau" se propageant dans le nanofil d'InP et des lobes d'énergie sur les côtés (Figure II.C-3), peut être la source éventuelle des grandes oscillations. Dans ce cas, leur origine serait l'interaction de l'énergie située dans les lobes avec le noyau central. Cependant, cette forme n'est pas propre aux nanofils d'InP dans le BCB mais à tous les guides nanométriques à fort contraste d'indice. Or, ce phénomène d'oscillations n'a pas, à notre connaissance, été mentionné dans la filière SOI.

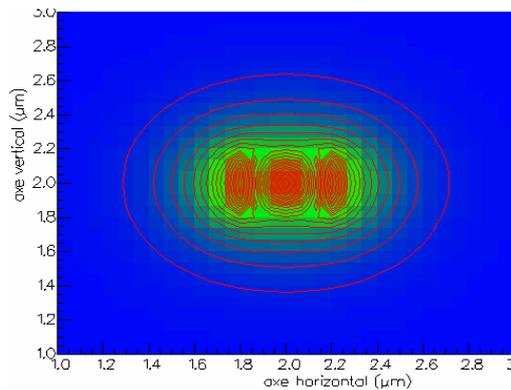


Figure II.C-3 : forme du champ électrique dans un nanofil carré de 300 nm de côté dans le BCB, polarisation TE

Nous avançons ici trois hypothèses pour expliquer l'origine de la grande oscillation, sans que l'une d'entre elles ne prenne le pas sur les autres. Cependant, ces trois cas peuvent être ramenés à celui d'un mode se propageant dans le BCB (mode BCB, indice $n_{gBCB} \approx n_{eff} = n_{BCB} = 1,53$ à $1,55 \mu\text{m}$) interagissant en sortie de guide avec le mode se propageant dans le nanofil (caractérisé par l'indice du mode guidé, n_g). La période de la

grande oscillation ($\Delta\lambda_g$) serait alors liée à la différence entre ces deux indices ($\Delta n = n_g - n_{BCB}$) par la formule suivante :

$$\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_g} \approx \Delta n \cdot L_g \quad (\text{eq. II.C-3})$$

Il s'ensuit alors que les valeurs de pente relevées pour les grandes oscillations Figure II.C-2 peuvent être assimilées à $\Delta n/2$ et il devient possible de calculer le $n_g = \Delta n + n_{BCB}$. Le Tableau II.C-1 permet de comparer les indices de groupe obtenus par cette méthode et par les petites oscillations. Comme la période des grandes oscillations est sensiblement égale en TE et en TM, nous ne différencions pas les deux états de polarisation pour la grande oscillation.

Largeur (nm)	Petite oscillation		Grande oscillation
	TM	TE	
100	1,7	1,67	1,71
200	1,78	1,87	1,75
300	2,61	2,97	2,79
400	3,43	3,3	3,45

Tableau II.C-1 : indices de groupe des nanofils d'InP dans le BCB en fonction de leur largeur : comparaison entre les valeurs obtenues par la petite oscillation (attribuée au phénomène Pérot-Fabry) et via la grande oscillation (attribuée à une interférence)

Les valeurs obtenues par les deux méthodes sont très proches, tendant ainsi à confirmer l'approximation faite. Cependant, rien ne permet de guider le choix entre les trois hypothèses avancées. Des expériences complémentaires ont donc été menées par réflectométrie à faible cohérence (*Optical Low Coherence Reflectometry*, OLCR) et font l'objet du paragraphe suivant.

II.C.2. Caractérisation par réflectométrie à faible cohérence (*Optical Low Coherence Reflectometry*, OLCR)

Les caractérisations OLCR ont été réalisées à Télécom Paris Tech avec l'aide du Pr. Y. Jaouen, du Dr. R.Gabet et de P.Hammel. Nous en présentons succinctement le principe avant d'exploiter les résultats obtenus.

II.C.2.1. Principe de la mesure

La réflectométrie à faible cohérence est fondée sur le principe du réflectomètre de Michelson. Le signal issu d'une source non cohérente est divisé de façon égale entre le bras

test, contenant l'échantillon, et le bras de référence. Un miroir mobile permet d'ailleurs d'ajuster la longueur de ce dernier. Les signaux réfléchis provenant de chaque bras sont ensuite recombinaisonnés et détectés sur une photodiode, y créant ainsi un signal interférométrique (Figure II.C-4).

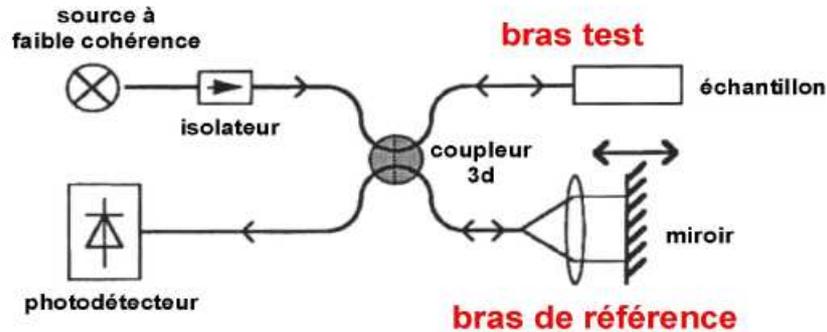


Figure II.C-4 : schéma simplifié d'un système de caractérisation OLCR

En déplaçant le miroir mobile, on obtient un réflectogramme, constitué de pics représentant les différents modes présents dans le guide. Ces pics se répètent avec une intensité décroissante, traduisant ainsi les allers-retours au sein du guide (Figure II.C-5).

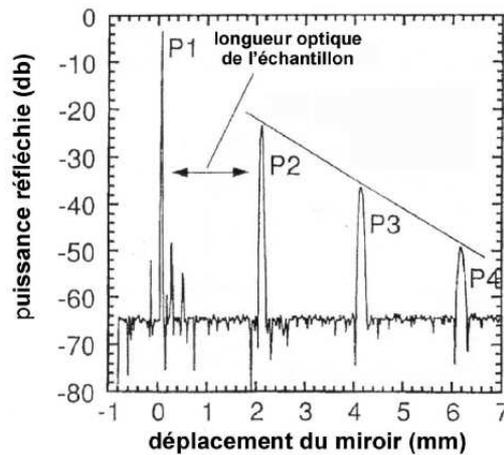


Figure II.C-5 : exemple typique de réflectogramme obtenu en OLCR

Dans notre cas, un traitement informatique des données permet de retranscrire ce réflectogramme dans le plan (indice de groupe, longueur d'onde) (Figure II.C-6), afin de mieux visualiser l'indice de groupe de chaque mode et sa variation avec la longueur d'onde. Chaque mode est alors représenté par un "trait" de forte intensité.

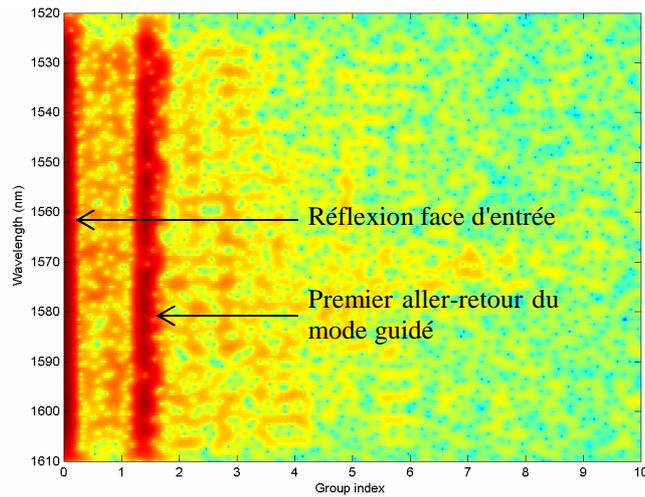


Figure II.C-6 : exemple de réflectogramme obtenu sur un nanofil de $200 \times 300 \text{ nm}^2$ dans le BCB

II.C.2.2. Résultats obtenus

La Figure II.C-7 présente des exemples de réflectogrammes obtenus pour des nanofils d'InP dans le BCB de 200, 300 et 400 nm de large, ici en polarisation TM.

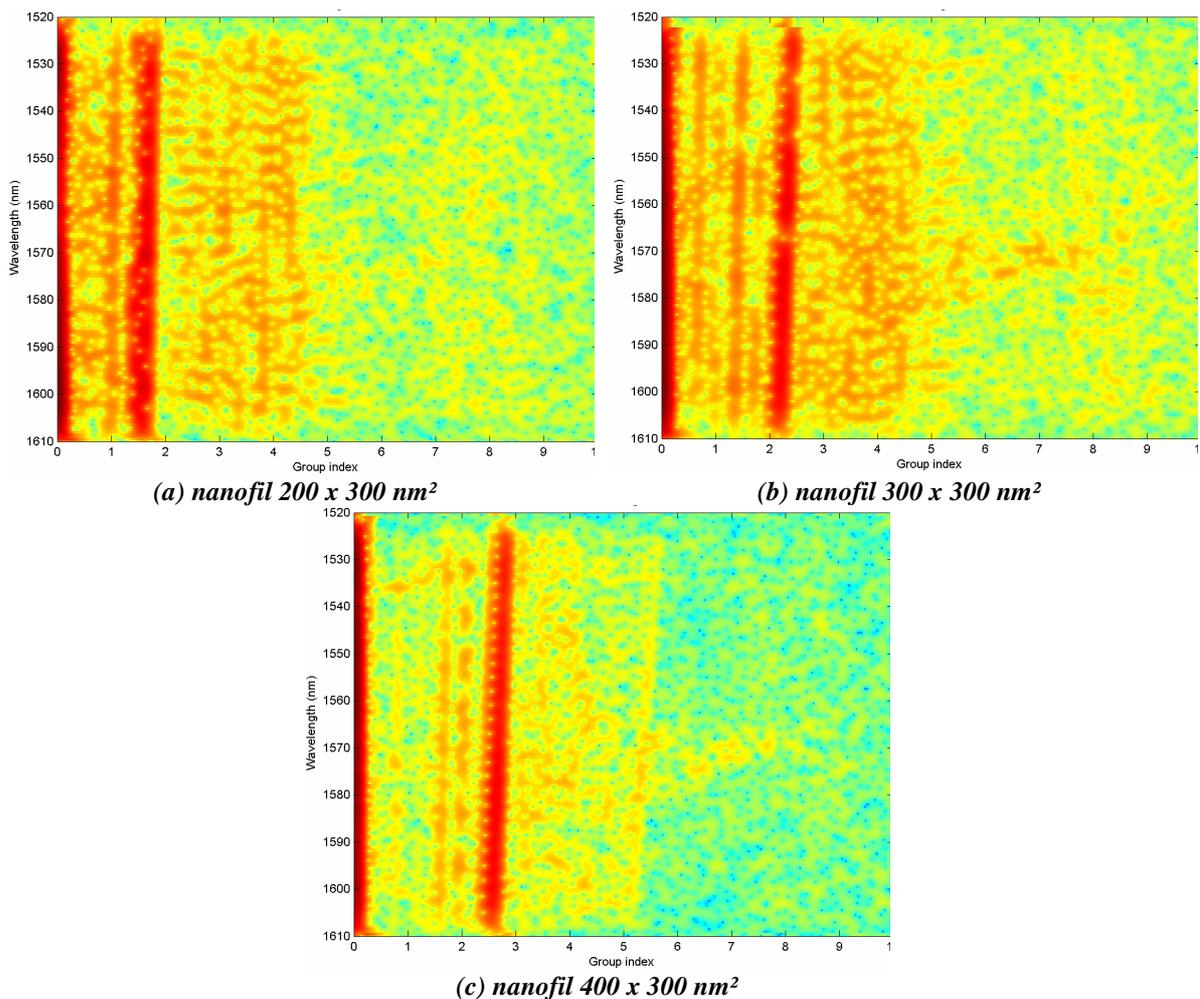


Figure II.C-7 : réflectogrammes obtenus en TM pour des nanofils d'InP dans le BCB de 300 nm de haut et de 200 (a) 300 (b) et 400 nm de larges reportés sans titane

Nous constatons tout d'abord qu'un seul trait, net et de forte intensité, est présent sur tous les réflectogrammes, confirmant ainsi le caractère monomode de nos nanofils quelle que soit leur largeur et, par là même, infirmant notre première hypothèse. Une trainée est visible après ce trait, ce qui suggère une réflexion distribuée d'une partie de la puissance. Dans la mesure où elle n'existe plus dans le cas d'un report avec titane, nous attribuons cette trainée à la réflexion de la lumière parasite se propageant dans le BCB sur la face de sortie, perturbée à l'échelle du guide plan BCB.

Notons également que les réflectogrammes dans le plan (n_g, λ) sont des droites dont la pente est d'autant plus importante que les nanofils sont larges, indiquant une variation linéaire des indices de groupe de nos nanofils avec la longueur d'onde, mais également une dispersion d'autant plus importante que la largeur des nanofils est grande.

Afin de confirmer les résultats obtenus par la méthode Pérot Fabry, nous avons relevé les indices de groupe à $1,55 \mu\text{m}$ obtenus sur nos nanofils en fonction de leur largeur. La Figure II.C-8 montre une correspondance satisfaisante des valeurs obtenues par ces deux méthodes.

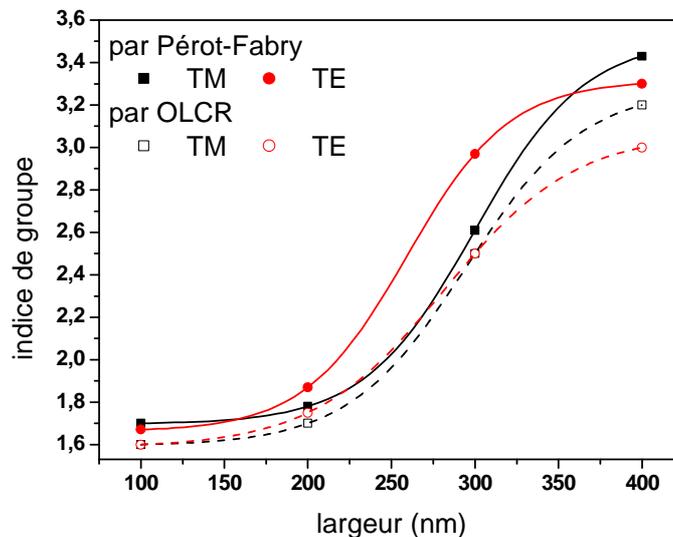


Figure II.C-8 : comparaison des indices de groupes obtenus par la méthode Pérot-Fabry (train plein) et par la méthode OLCR (pointillés)

II.C.2.3. Conclusion sur les caractérisations OLCR

La caractérisation OLCR de nos nanofils a permis de confirmer leur caractère monomode, invalidant ainsi la première hypothèse avancée pour expliquer la forme particulière du spectre Pérot-Fabry obtenu sur nos nanofils.

Par contre, les résultats OLCR ne nous permettent pas de choisir entre les deux autres hypothèses avancées, c'est-à-dire entre l'interaction du mode propagé et de la lumière

parasite ou du mode propagé sur lui-même. La première de ces hypothèses est peu probable, dans la mesure où le phénomène existe toujours dans le cas d'un report avec titane alors que la propagation parasite est supprimée.

Enfin, les caractérisations OLCR ont permis de valider la méthode proposée pour le calcul des indices de groupe à partir des spectres Péro-Fabry.

II.D. Conclusion du chapitre 2

L'objectif de ce chapitre était de caractériser les nanofils passifs InP dans le BCB avant de réaliser leur fonctionnalisation.

Différents types de caractérisation ont permis de déterminer les propriétés de nos guides, tels que leur caractère monomode et l'indice de groupe du mode guidé. Un phénomène d'interférence atypique pour des guides monomodes a été mis en évidence au sein de ces structures. Déjà présent sur les nanofils de GaAs dans le BCB [12], il reste pour le moment inexpliqué même si plusieurs hypothèses ont été avancées dans ce chapitre. Si la caractérisation OLCR a permis d'éliminer l'hypothèse d'un comportement multimode de nos guides, des expériences complémentaires devront être menées afin de comprendre l'origine de l'interférence observée (mode propagé sur lui-même ou mode propagé avec lumière parasite...). Des caractérisations par microscopie/spectroscopie optique en champ proche (SNOM : Scanning Near Field Optical Microscopy) en collaboration avec P.Royer de l'Université de Troyes pourraient être envisagées afin de déterminer cette origine.

L'observation de la sortie de nos guides a, quant à elle, mis en évidence l'existence d'une propagation parasite dans le BCB, qui affecte les caractérisations quantitatives effectuées en masquant les réelles propriétés de nos nanofils. L'incorporation d'une couche absorbante sur le substrat hôte permet d'en diminuer l'influence et d'aboutir à des pertes de propagation à l'état de l'art international (environ 9 dB/cm pour des nanofils de section carrée de 300 nm de côté). Ces pertes pourraient encore être diminuées grâce à une amélioration des étapes technologiques de définition du nanofil, notamment l'étape de lithographie.

Le problème du couplage dans les nanofils à fort confinement a également été abordé et résolu grâce à l'introduction d'une structure simple de conception et de fabrication (nanotaper 1D). Les pertes totales de couplage (entrée + sortie) d'un nanofil carré de 300 nm de côté ont ainsi été ramenées à 4 dB (au lieu de 23 dB).

Nous disposons donc de structures guidantes de bonne qualité qu'il nous faut maintenant fonctionnaliser. Avec le soutien de la PREI *Nanoguides pour la réalisation de fonctions*

hyperfréquences, nous nous sommes intéressés à deux exemples de fonctionnalisation, qui sont présentés dans les deux chapitres suivants. Le premier (chapitre 3) consiste en la réalisation de réseaux de Bragg sur nos nanofils ; en effet, outre leur fonction bien connue de filtre, ces structures devraient pouvoir être utilisées pour créer une fonction de retard optoélectronique-hyperfréquences variable. Enfin, nous nous intéressons à la réalisation d'un interrupteur tout optique fondé sur la saturation d'absorption (chapitre 4).

Bibliographie chapitre 2, dans l'ordre d'apparition

- [1] K.Kakihara, N.Kono, K.Saitoh, T.Fujisawa, M.Koshiba
Optics Express, Vol. 14, No. 16, p. 7046-7056, 2006
Impact of structural deformations on polarization conversion in high index contrast waveguides
- [2] G.T.Reed
IEE Colloquium on Measurements on Optical Devices, Londres, 1992
Methods of measurement of passive integrated optical waveguides
- [3] S.Chakraborty, D.G.Hasko, R.J.Mears
Microelectronic Engineering, Vol.73-74, p.392-396, 2004
Aperiodic lattices in a high refractive index contrast system for photonic bandgap engineering
- [4] A.Sakai, G.Hara, T.Baba
Japanese Journal of Applied Physics, Vol.40, p.L383-L385, 2001
Propagation Characteristics of Ultrahigh- Δ Optical Waveguide on Silicon-on-Insulator Substrate
- [5] D.Lauvernier, S.Garidel, M.Zegaoui, J.P.Vilcot, J.Harari, V.Magnin, D.Decoster
Optics Express, Vol. 15, No. 9, p.5333-5341, 2007
Optical devices for ultra-compact photonic integrated circuits based on III-V/polymer nanowires
- [6] F.Grillot, L.Vivien, S.Laval, E.Cassan
Journal of lightwave technology, Vol. 24, No.2, p.891-896, 2006
Propagation Loss in Single-Mode Ultrasmall Square Silicon-on-Insulator Optical Waveguides
- [7] F.Grillot, L.Vivien, S.Laval, D.Pascal, E.Cassan
Photonics Technology Letters, Vol.16, No.7, p.1661-1663, 2004
Size Influence on the Propagation Loss Induced by Sidewall Roughness in Ultrasmall SOI Waveguides
- [8] C.G.Poulton, C.Koos, M.Fujii, A.Pfrang, T.Schimmel, J.Leuthold, W.Freude
Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 12, No.6, p. 1306-1321 ,2006
Radiation Modes and Roughness Loss in High Index-Contrast Waveguides
- [9] P.K.Tien
Applied Optics, Vol.10, No.11, 2395- 2413, 1971
Light Waves in Thin Films and Integrated Optics
- [10] Y.A.Vlasov, S.J.McNab
Optics Express, Vol.12, No.8, p.1622-1631, 2004
Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends

- [11] W. Bogaerts
Thèse, Université de Gand, INTEC, 2004
Nanophotonic waveguides and photonic crystals in Silicon-On-Insulator
- [12] D. Lauvernier
Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille, IEMN 2005
Nanofils optiques à base de GaAs insérés dans une matrice polymère
- [13] T.Tsuchizawa, K.Yamada, H.Fukuda, T.Watanabe, J.-i.Takahashi, M.Takahashi, T.Shoji, E.Tamechika, S.-i.Itabashi, H.Morita
IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.11, No.1, p.232-240, 2005
Microphotonic Devices Based on Silicon Microfabrication Technology
- [14] H.Yamada, T.Chu, S.Ishida, Y.Arakawa
IEEE Photonics Technology Letters, Vol.17, No.3, p.585-587, 2005
Optical Directional Coupler Based on Si-Wire Waveguides
- [15] R.L.Espinola, J.I.Dadap, R.M. Osgood Jr, S.J.McNab, Y.A.Vlasov
Optics Express, Vol.12, No.16, p3713-3718, 2004
Raman amplification in ultrasmall silicon-on-insulator wire waveguides
- [16] Q.Xu, V.R.Almeida, M.Lipson
Optics Letters, Vol.30, No.1, p.35-37
Demonstration of high Raman gain in a submicrometer-size silicon-on-insulator waveguide
- [17] P.R.A.Binetti, X.J.M.Leijtens, M.Nikoufard, T.de Vries, Y.S.Oei, L.Di Cioccio, J.-M.Fedeli, C.Lagahe, R.Orobtcchouk, C.Seassal, J.Van Campenhout, D.Van Thourhout, P.J.van Veldhoven, R. Nötzel, M.K.Smit
4th IEEE International Conference on Group IV Photonics, p.1-3, 2007
InP-based Membrane Photodetectors for Optical Interconnects to Si
- [18] W.Bogaerts, R.Baets, P.Dumon, V.Wiaux, S.Beckx, D.Taillaert, B.Luysaert, J.Van Campenhout, P.Bienstman, D.Van Thourhout
Journal of Lightwave Technology, Vol.23, No.1, p.401-412, 2005
Nanophotonic Waveguides in Silicon-on-Insulator Fabricated With CMOS Technology
- [19] Q.Fang, J.F.Song, S. H.Tao, M.B.Yu, G.Q.Lo, D.L.Kwong
Optics Express, Vol.16, No.9, p.6425-6432
Low Loss (~6.45dB/cm) Sub-Micron Polycrystalline Silicon Waveguide Integrated with Efficient SiON Waveguide Coupler
- [20] D.K.Sparacin, S.J.Spector, L.C.Kimerling
Journal of Lightwave Technology, Vol.23, No.8, p.2455-2561, 2005
Silicon Waveguide Sidewall Smoothing by Wet Chemical Oxidation

- [21] D.K.Sparacin, R.Sun, A.M.Agarwal, M.A.Beals, J.Michel, L.C.Kimerling, T.J.Conway, A.T.Pomerene, D.N.Carothers, M.J.Grove, D.M.Gill, M.S.Rasras, S.S.Patel, A.E.White
3rd IEEE International Conference on Group IV Photonics, p. 255 – 257, 2006
Low Loss Amorphous Silicon Channel Waveguides for Integrated Photonics
- [22] V.Nguyen, T.Montalbo, C.Manolatou, A.Agarwal, C-YHong, J.Yasaitis, L.C.Kimerling, J. Michel
Applied Physics Letters, Vol.88, 081112, 2006
Silicon-based highly-efficient fiber-to-waveguide coupler for high index contrast systems
- [23] Y. Liu, J.Yu
Applied Optics, Vol.46, No.32, p.7858-7861, 2007
Low-loss coupler between fiber and waveguide based on silicon-on-insulator slot waveguides
- [24] P.Cheben, D-X.Xu, S.Janz, A.Densmore
Optics Express, Vol.14, No.11, p.4695-4702, 2006
Subwavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics
- [25] M.Lesecq
Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille, IEMN, 2007
Fonctionnalités actives en optique intégrée à base de fils optiques en filière InP : application à la commutation optique
- [26] V.R.Almeida, R.R.Panepucci, M.Lipson
Optics Letters, Vol.28, No.15, p.1302-1304, 2003
Nanotaper for compact mode conversion
- [27] T.Shoji, T.Tsuchizawa, T.Watanabe, K.Yamada, H. Morita
Electronics Letters, Vol. 38 No. 25, p.1669-1670, 2002
Low loss mode size converter from 0.3 μ m square Si wire waveguides to singlemode fibres
- [28] L.Vivien, S.Laval, E.Cassan, X.Le Roux, D.Pascal
Journal of Lightwave Technology, Vol.21, No.10, p;2429-2433, 2003
2-D taper for low-loss coupling between polarization-insensitive microwaveguides and single-mode optical fibers
- [29] N.Kitano, H.Komano, H.Ishikawa, K.Maru, K.Tanaka, S.Kashimura, H.Mimura
Japanese Journal of Applied Physics, Vol.47, No.6, p. 5278–5280, 2008
Spot Size Converter with Vertically Tapered Waveguide Core Fabricated by Sputter Etching
- [30] N.Kawasaki, M.Umetzu, H.Yoda, H.Tsuchiya, K.Shiraishi, K.Watanabe, S.Shikano
Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007
A Novel Lensed Fiber with a Focused Spot Diameter as Small as the Wavelength

- [31] K.Shiraishi, M.Kagaya, K.Muro, H.Yoda,
Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008
A Lensed Fiber for Butt Coupling Between High-Index Contrast Waveguides and Single-Mode Fibers
- [32] W.Bogaerts, D.Taillaert, B.Luyssaert, P.Dumon, J.Van Campenhout, P.Bienstman,
D.Van Thourhout, R.Baets, V.Wiaux, S.Beckx
Optics Express, Vol.12, No.8, p.1583-1591, 2004
Basic structures for photonic integrated circuits in Silicon-on-insulator

Chapitre 3 : Réseaux de Bragg, fonction retard variable

L'objectif de ce chapitre est d'utiliser les nanofils d'InP de section carrée de 300 nm de côté, reportés dans le BCB pour la création de réseaux de Bragg. Cette étude s'inscrit dans le cadre du contrat Eurofinder *ARAMOS* et du PREI *Nanoguides pour la réalisation de fonctions hyperfréquences*. Elle vise à se servir des réseaux de Bragg pour créer des retards variables. L'objectif en est de compenser les variations de fréquence dues à la température d'un oscillateur optoélectronique (OEO, *optoelectronics oscillator*).

Ce chapitre s'articule donc en quatre phases. Tout d'abord, nous exposerons le problème posé avant de rappeler succinctement la théorie de base des réseaux de Bragg et la possibilité de créer des retards grâce à ces structures. Puis, nous aborderons la conception et la réalisation des réseaux de Bragg sur nanofils d'InP, en évoquant plus particulièrement les difficultés liées à ces deux étapes. La troisième partie sera consacrée à la caractérisation des structures réalisées et à l'étude de leur potentialité pour la création de retards hyperfréquences. Enfin, nous proposons une structure pour ajuster ces retards par injection de porteurs par voie électrique.

III.A. Introduction : réseaux de Bragg et retard

III.A.1. Nécessité d'une fonction retard variable

Un oscillateur optoélectronique (OEO) permet l'obtention d'un signal microonde de grande pureté spectrale. Il consiste à utiliser un signal optique, à deux fréquences dans le cadre du projet *ARAMOS*, comme porteur du signal microonde. Cette porteuse se propage le long d'une boucle optique formée d'une ligne à retard fibrée de grande longueur. Le signal optique modulé est ensuite détecté, filtré et amplifié dans le domaine électrique et renvoyé sur le laser double fréquence ou sur le modulateur (Figure III.A-1).

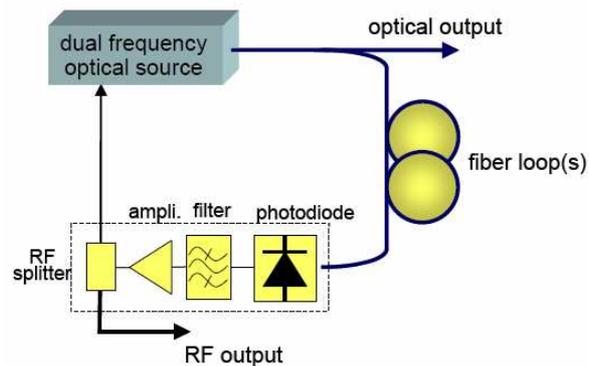


Figure III.A-1 : schéma d'un oscillateur optoélectronique [1]

Plus la fibre est longue, plus le facteur de qualité du système est élevé, résultant en un bruit de phase très faible. Malheureusement, l'indice optique des fibres classiques varie avec la température ($\Delta n(T) = 10^{-5}/K$), ce qui se traduit par un retard non négligeable (50 ps/K/km) et donc une forte sensibilité de la fréquence de résonance de l'oscillateur à la température [2]. L'utilisation de fibres à cristaux photoniques au lieu des fibres classiques permet de réduire cette sensibilité à la température d'un facteur 3 [3] mais ce n'est pas suffisant. De plus, les pertes de propagation dans ce type de fibre sont, pour le moment, élevées.

Une autre solution est de compenser le retard induit par la température en introduisant un retard de signe opposé et ajustable. Différentes approches existent pour introduire des retards variables en photonique intégrée, à base de commutateurs mis en cascades [4], de microrésonateurs [5] ... Nous nous intéressons pour notre part à la création de retards fondés sur le phénomène de lumière lente (*slow light*). Ce phénomène a déjà été utilisé avec succès dans des cristaux photoniques sur SOI [6] et sur GaAs [7]. Dans notre cas, nous nous intéressons au phénomène de lumière lente au sein de nanofils d'InP nanostructurés en réseaux de Bragg. Nous rappelons donc dans ce qui suit les notions de base des réseaux de Bragg et la façon d'introduire un retard grâce à ces structures.

III.A.2. Réseaux de Bragg

III.A.2.1. Notions de base des réseaux de Bragg

Ce paragraphe a pour but de présenter les formules générales qui ont servi à concevoir nos réseaux [8], sans entrer plus avant dans la physique de cette structure. Mentionnons simplement l'existence de différentes approches pour décrire les phénomènes physiques qui y apparaissent, telles que la théorie des modes couplés (annexe B) [9,10], la représentation du champ électromagnétique comme une onde de Bloch ou de Floquet

[11,12] ou encore la théorie des couches minces associée au formalisme d'Abélès [13].

III.A.2.1.1. Principe de fonctionnement et condition de Bragg

Un réseau de Bragg est une structure composée d'un guide optique sur lequel est créée une corrugation physique, soit en surface (réseau surfacique), soit sur les flancs latéraux (réseau vertical, Figure III.A-2) ; c'est ce dernier cas qui nous intéresse ici. Son rôle est de réfléchir de façon sélective une longueur d'onde λ_B fixée par les paramètres physiques du réseau (période, Λ , indice effectif des motifs haut, n_{effH} , et bas, n_{effB}).

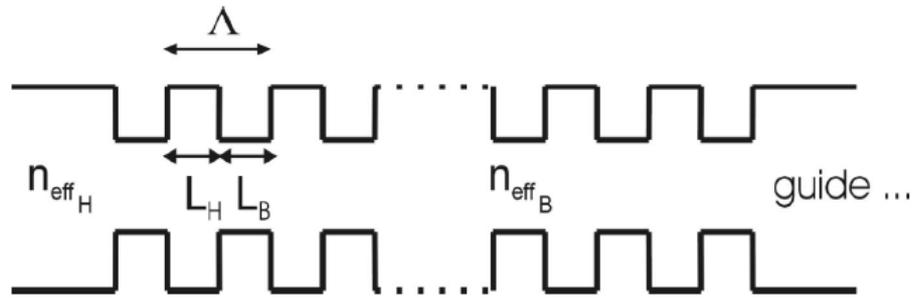


Figure III.A-2 : schéma d'un réseau vertical

La réflexion au sein d'un réseau de Bragg s'effectue de façon progressive, au fur et à mesure de chaque période : l'intensité de la lumière incidente diminue au cours de sa propagation dans le réseau, au profit de celle de la lumière réfléchie. Pour que la réflexion soit maximale, il faut donc que les faisceaux issus des réflexions sur chaque période soient en phase pour interférer constructivement (Figure III.A-3).

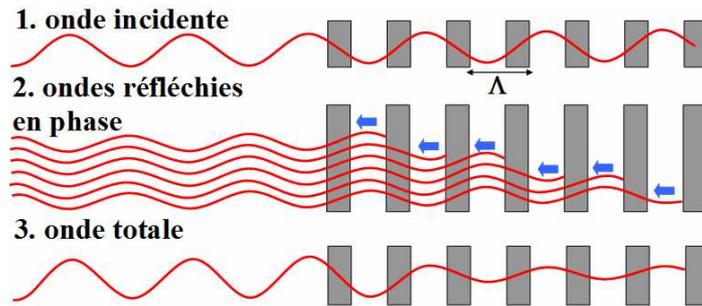


Figure III.A-3 : principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg

Pour satisfaire cette condition sur la phase, les paramètres du réseau doivent répondre à la condition de Bragg :

$$m\lambda_B = 2(n_{effB}L_B + n_{effH}L_H) \quad \text{eq. III.A-1}$$

La longueur d'onde de Bragg est donc fixée par quatre paramètres : la longueur des motifs haut et bas (L_H et L_B) constituant la période et l'indice effectif de ces deux motifs (respectivement n_{effH} et n_{effB}). Dans notre cas, nous choisissons de créer des réseaux

symétriques, c'est-à-dire avec des motifs haut et bas de même longueur, et de travailler avec des réseaux d'ordre $m = 1$.

III.A.2.1.2. Réseaux de Bragg sur nanofil d'InP : couplage fort

Les réseaux de Bragg sont caractérisés par leur coefficient de couplage, κ . Il traduit la part de puissance transférée du mode aller vers le mode retour par unité de longueur et peut être assimilé à un coefficient de réflexion par unité de longueur [14]. Il est donc défini par :

$$\kappa = \frac{n_{\text{effH}} - n_{\text{effB}}}{n_{\text{effH}} + n_{\text{effB}}} \cdot \frac{1}{\Lambda} \quad \text{eq. III.A-2}$$

avec n_{effH} et n_{effB} les indices effectifs respectifs des motifs haut et bas, et Λ le pas du réseau.

Proportionnel au contraste d'indice, ce coefficient de couplage peut, par conséquent, être élevé dans nos structures.

La réflectivité du réseau à la longueur d'onde de Bragg s'exprime, quant à elle, par la relation $R_{\text{max}} = \tanh^2(\kappa \cdot L)$, où L est la longueur du réseau [8]. Dans le cas des réseaux à couplage fort, le produit κL est élevé et il apparaît une bande de longueurs d'onde (bande interdite) où la lumière est considérée comme totalement réfléchiée ($R = 1$). En dehors de cette bande, la réponse spectrale du réseau de Bragg présente des oscillations amorties lorsqu'on s'éloigne de la longueur d'onde de Bragg (Figure III.A-4). La largeur de la bande interdite ($\Delta\lambda$) peut se mettre sous la forme [8]:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B^2}{\pi n_g} \sqrt{\kappa^2 + \frac{\pi^2}{L^2}} \quad \text{eq. III.A-3}$$

avec n_g l'indice de groupe, κ le coefficient de couplage et L la longueur du réseau.

Dans le cas d'un fort contraste d'indice, comme les réseaux à base de nanofil d'InP dans le BCB, cette bande est large, ce qui peut poser problème pour les applications de filtrage. Mais l'insertion d'un défaut au sein du réseau permet leur utilisation en tant que filtre sélectif [15,16,17]. Cependant, ce problème n'est pas le nôtre puisque, dans le cas d'une application pour le retard, la zone d'intérêt est celle des bords de bande (Figure III.A-5)).

Ces bords de bande sont influencés par la longueur du réseau pour un κ donné : plus la longueur du réseau augmente plus le spectre devient carré alors que la largeur de la bande reste constante (Figure III.A-4).

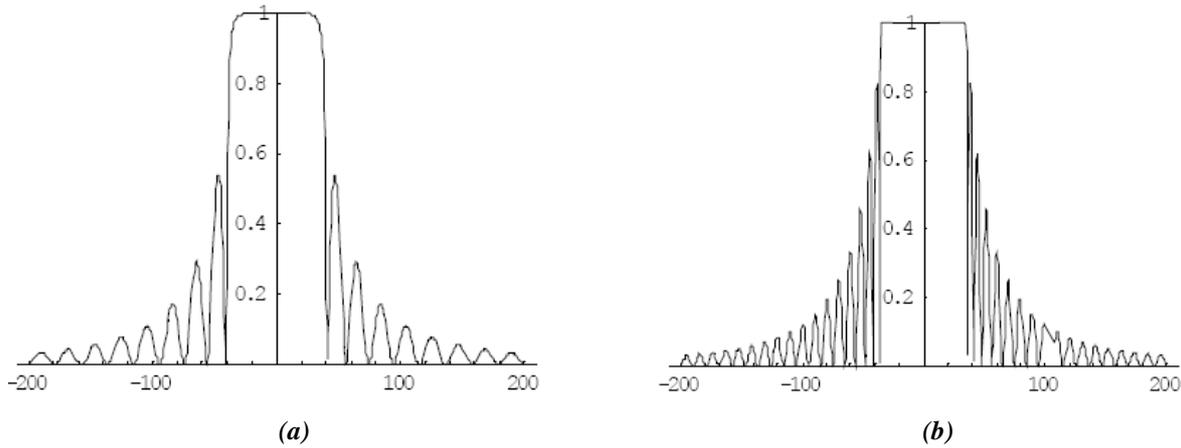


Figure III.A-4 : réponses spectrales en réflexion dans le cas d'un couplage fort ($\kappa L > 1$) centré sur la fréquence de Bragg pour $kL = 5$ (a) et 10 (b) [8]

III.A.2.2. Retard dans les réseaux de Bragg

Les réseaux à couplage fort se caractérisent par l'existence d'une bande interdite pour laquelle les longueurs d'onde sont totalement réfléchies. Ils peuvent donc être considérés comme des cristaux photoniques à une dimension. Au voisinage de la limite de la première zone de Brillouin, ce type de structure bénéficie d'une forte modification de la vitesse de groupe. En effet, le diagramme de dispersion (Figure III.A-5), représentant la pulsation de l'onde optique ω en fonction du vecteur d'onde k , est linéaire pour les faibles valeurs de k mais se traduit par l'apparition d'**ondes lentes** (*slow light*) dès lors que la pulsation optique se rapproche de la bande interdite du cristal photonique de Bragg.

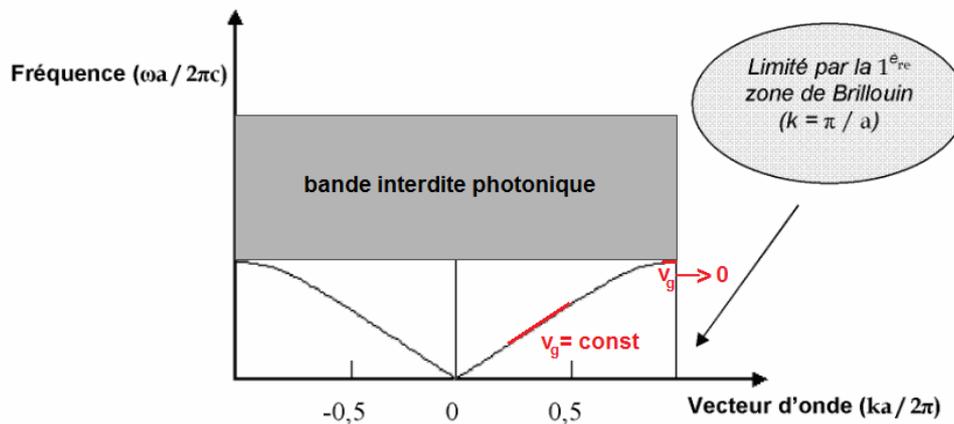


Figure III.A-5 : diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D

En limite de bande, la vitesse de groupe $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ du signal optique, porteur du signal hyperfréquence, subit une forte variation, passant d'une valeur constante à une valeur quasi-nulle. C'est ce phénomène de *slow light*, couplé à une modification de l'indice optique, que nous comptons utiliser pour la création d'une fonction retard variable. En

effet, une faible variation de l'indice optique (de n à n'), due à l'injection de porteurs par voie optique ou électrique, induit un décalage du diagramme de dispersion de nos réseaux de Bragg. Ce décalage se traduit par une modification significative de la vitesse de groupe v_g (Figure III.A-6), ce qui correspond à une variation importante du temps nécessaire pour parcourir la longueur de notre réseau et, ainsi, introduit le retard désiré.

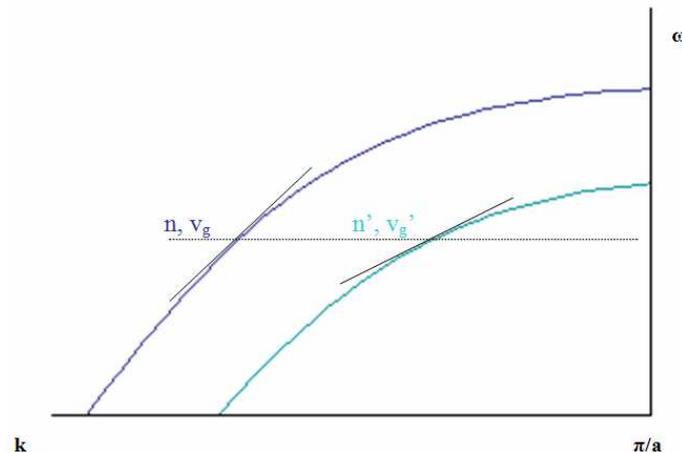


Figure III.A-6 : décalage du diagramme de dispersion d'un cristal photonique 1D suite à une variation de l'indice effectif (de n à n') résultant en une diminution de la vitesse de groupe

Les travaux de Povinelli *et al.* sur SOI laissent espérer l'obtention d'un retard de l'ordre de la nanoseconde pour un réseau de 1 mm de long et une variation d'indice de 10^{-2} . Cependant avant d'envisager la réalisation de ces retards actifs, il nous faut démontrer la faisabilité des réseaux de Bragg sur nos nanofils d'InP, ce qui fait l'objet de la suite de ce chapitre.

III.B. Conception et réalisation de réseaux de Bragg sur nanofils d'InP dans le BCB

III.B.1. Conception des réseaux de Bragg sur nanofil d'InP

III.B.1.1. Choix des structures étudiées

Compte tenu des bonnes propriétés de propagation des nanofils de section carrée de 300 nm de côté dans le BCB reportés sur titane, nous les utilisons comme structure de base pour nos réseaux de Bragg. Sur ces nanofils, nous avons choisi de créer des réseaux symétriques d'ordre 1 à indentation positive (Figure III.B-1).

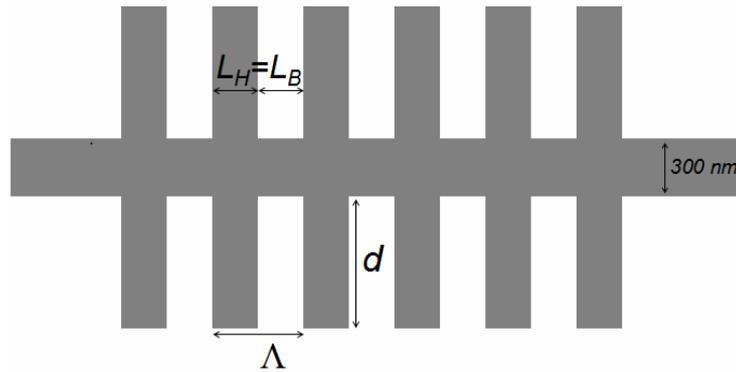


Figure III.B-1: schéma des réseaux à indentation positive sur nanofils d'InP de 300 nm de côté dans le BCB. Paramètres des réseaux : d (longueur des dents) et Λ (pas du réseau)

L'indentation positive est intéressante dans le cadre de la réalisation de retards actifs électro-optiques. En effet, dans le cas d'une injection de porteurs par voie électrique, il nous faut insérer des électrodes dans la structure, mais en les éloignant du mode optique propagé afin de ne pas le perturber (annexe A). L'indentation positive devrait permettre de les insérer à l'extrémité des dents, sur des zones prévues à cet effet (Figure III.B-2)

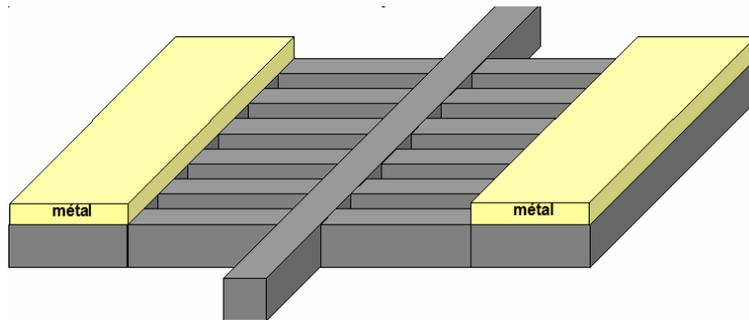


Figure III.B-2 : schéma simplifié de la structure envisagée pour la création de retards variables électro-optiques ; l'ensemble de cette structure est inséré dans le BCB

Différentes longueurs de dents ont été choisies ($d = 200$ nm, 500 nm, 1 μ m, 2 μ m, et 5 μ m), ce qui permet de faire varier l'indice du motif haut. Il nous faut maintenant déterminer le pas des réseaux pour chaque valeur de d .

III.B.1.2. Difficultés de conception

Lorsque nos réseaux de Bragg ont été conçus, nous ne disposons pas de logiciel de simulation adapté à leur modélisation. Leur conception a donc été effectuée à partir des formules présentées paragraphe III.A.2.1. Plusieurs difficultés se sont révélées au cours de la conception de nos réseaux.

La première difficulté provient de la différence d'indice existante en fonction de l'état de polarisation dans nos nanofils lorsque leur section n'est pas carrée, ce qui est le cas des motifs de haut indice de nos réseaux. Il nous faut par conséquent optimiser différemment

les structures selon l'état de polarisation dans lequel elles doivent fonctionner.

La seconde difficulté se situe dans la zone qui nous intéresse. Nous cherchons à créer des retards à la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$: il faut donc que le bord de la bande de Bragg se situe dans cette zone. Dans notre cas, la largeur de la bande de Bragg est importante. La longueur d'onde de Bragg est par conséquent éloignée de celle qui nous intéresse. De plus, les nanofils d'InP présentent une forte variation de leur indice effectif avec la longueur d'onde. Une question se pose alors : lors de la détermination du pas de nos réseaux, faut-il utiliser l'indice effectif du mode optique à la longueur d'onde de fonctionnement (soit $1,55 \mu\text{m}$) ou celui obtenu à la longueur d'onde de Bragg ? Nous avons choisi d'utiliser l'indice à $1,55 \mu\text{m}$.

Enfin, la dernière difficulté rencontrée est celle de la méconnaissance des indices effectifs. Au début de cette étude, le logiciel dont nous disposions pour calculer ces indices était une analyse modale bidimensionnelle conçue au sein de l'équipe optoélectronique [18]. Ce logiciel suppose une différence d'indice faible, ce qui n'est pas le cas des nanofils d'InP dans le BCB ; par conséquent, on peut mettre en doute les valeurs d'indice effectif obtenues. Par la suite, nous avons fait l'acquisition du logiciel FIMMWAVE distribué par *Photon Design* qui nous a conduits à des valeurs totalement différentes (Figure III.B-3). Nous avons choisi d'utiliser les indices de FIMMWAVE pour la conception de nos réseaux, car ce logiciel est mieux adapté aux structures à fort contraste d'indice, comme nos nanofils.

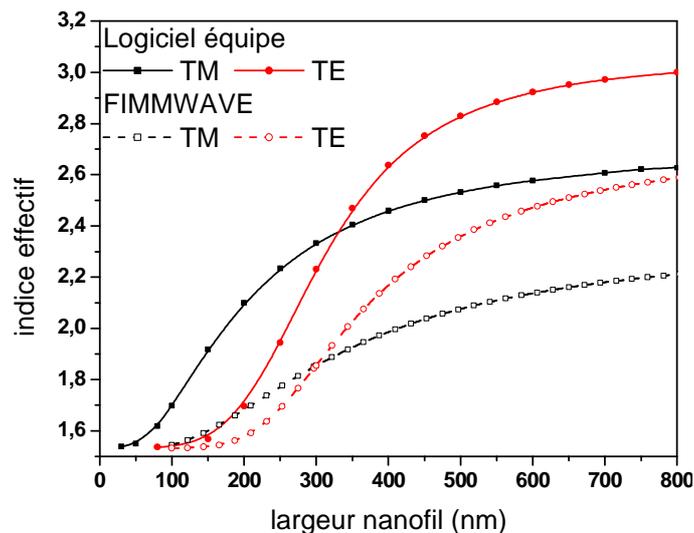


Figure III.B-3 : comparaison des indices effectifs obtenus par l'analyse modale bidimensionnelle conçue au sein de l'équipe (symboles pleins) et par FIMMWAVE (symboles vides) sur des nanofils d'InP dans le BCB de 300 nm de haut en fonction de leur largeur

III.B.1.3. Choix du pas des réseaux

La zone d'intérêt pour l'application retard est celle d'un bord de bande ; nous avons choisi d'utiliser le bord de bande "haut" (Figure III.B-4) de nos réseaux.

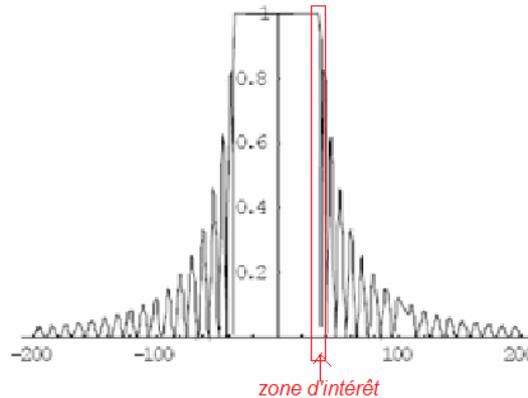


Figure III.B-4 : spectre en réflexion d'un réseau de Bragg. L'application pour le retard implique l'utilisation d'un bord de bande. Nous choisissons le bord de bande haut.

Il nous faut placer la coupure à proximité de la longueur d'onde de travail, $1,55 \mu\text{m}$. Compte tenu de la résolution de la lithographie électronique (5 nm), il est difficile d'obtenir exactement la longueur d'onde $1,55 \mu\text{m}$. Nous choisissons donc nos paramètres, rappelés Figure III.B-5, pour obtenir le bord de bande λ_{cH} autour de $1,5 \mu\text{m}$.

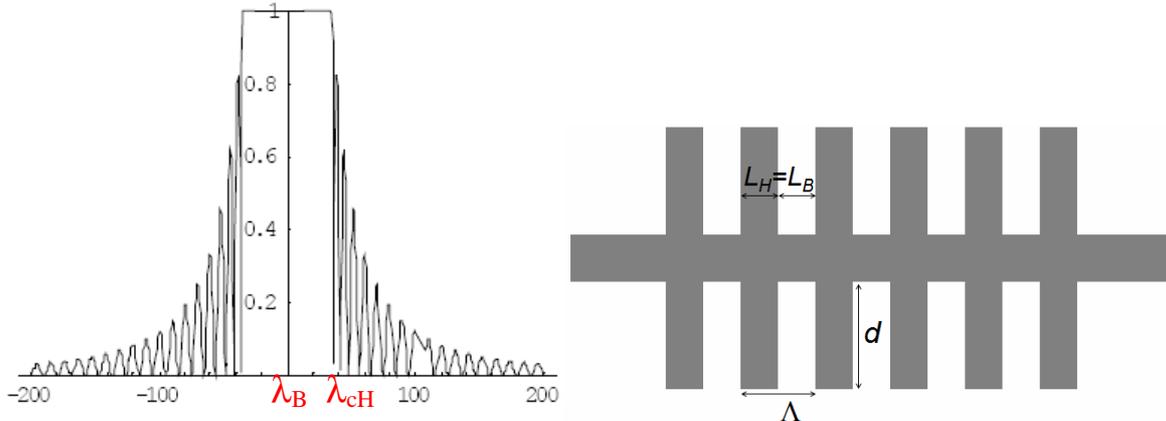


Figure III.B-5 : paramètres à choisir pour nos réseaux de Bragg : λ_B (longueur d'onde de Bragg), λ_{cH} (longueur d'onde de travail), d (taille de dents), Λ (pas du réseau)

Le Tableau III.B-1 présente donc les caractéristiques théoriques des réseaux en fonction des paramètres choisis et de l'état de polarisation. Les paramètres sont calculés à partir des formules données paragraphe III.A.2.1, pour des réseaux de 10 dents en TE et de 15 dents en TM.

Motif bas : guide de 300 nm ($n_{\text{effB}} = 1,855$ à $1,55 \mu\text{m}$)						
d (μm)		0,2	0,5	1	2	5
Paramètres pour TE, 10 périodes	n_{effH} à $1,55 \mu\text{m}$	2,54	2,68	2,72	2,73	2,74
	Λ (nm)	320	300	300	300	300
	κ (μm^{-1})	0,49	0,61	0,63	0,64	0,64
	λ_B (nm)	1407	1361	1374	1378	1379
	$\Delta\lambda$ (nm)	276	286	294	297	297
	λ_{cH} (nm)	1545	1505	1521	1527	1527
Paramètres pour TM, 15 périodes	n_{effH} à $1,55 \mu\text{m}$	2,18	2,29	2,32	2,33	2,34
	Λ (nm)	360	350	350	350	350
	κ (μm^{-1})	0,22	0,30	0,32	0,33	0,33
	λ_B (nm)	1452	1449	1462	1467	1469
	$\Delta\lambda$ (nm)	167	178	184	187	187
	λ_{cH} (nm)	1536	1538	1555	1561	1562

Tableau III.B-1 : paramètres des réseaux de Bragg, déterminés à partir des formules du paragraphe III.A.2.1

Les paramètres de nos réseaux étant fixés, il reste à les fabriquer, ce qui est l'objet du paragraphe suivant.

III.B.2. Fabrication des réseaux de Bragg

Nous devons maintenant optimiser la fabrication des réseaux de Bragg afin de créer les structures dont les paramètres viennent d'être définis, c'est-à-dire dont la taille de dents varie entre 200 nm et 5 μm et dont le pas Λ est compris entre 300 et 360 nm (Figure III.B-6, a). Nous avons décidé également de fabriquer des structures avec les mêmes paramètres mais possédant des "pavés" à leurs extrémités (Figure III.B-6, b). Rappelons que ces derniers sont destinés à recevoir les électrodes pour injecter des porteurs. Pour le moment, ils devraient permettre d'évaluer la taille d des dents suffisante pour que ces pavés, et donc la présence des futures électrodes, ne perturbe pas la propagation optique.

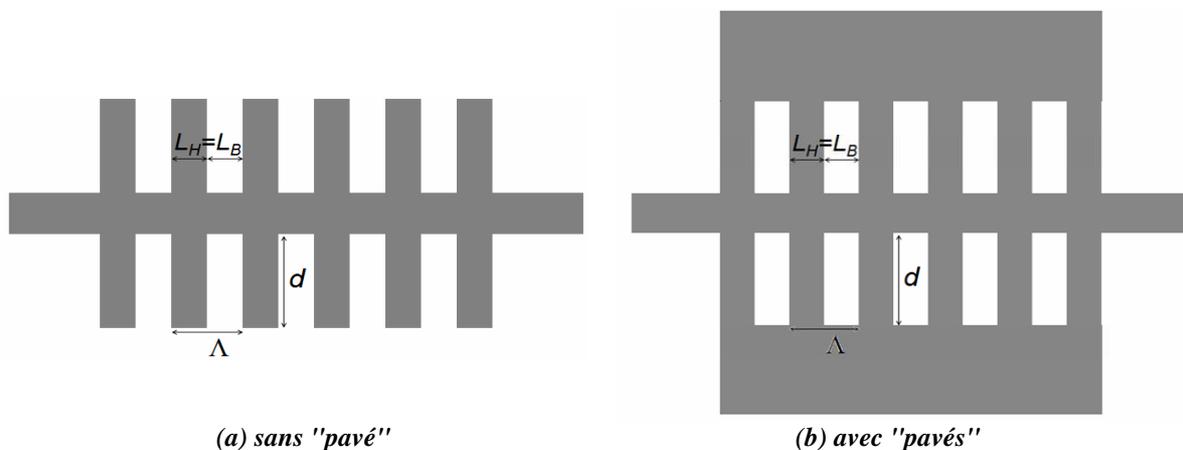
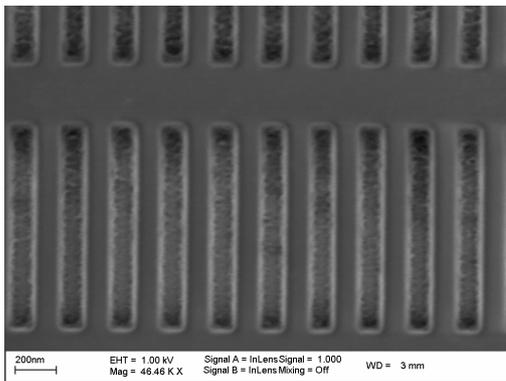


Figure III.B-6 : schéma des structures fabriquées

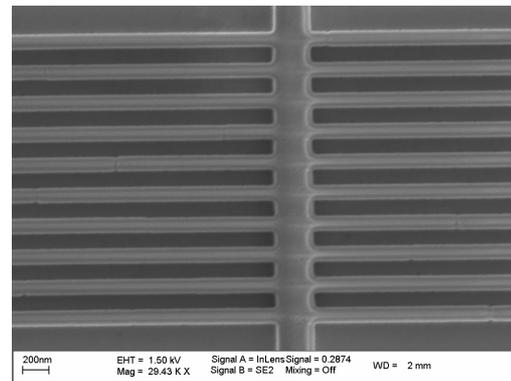
III.B.2.1. Difficultés technologiques

La fabrication de ces structures est assez simple puisqu'elle ne nécessite pas d'étape supplémentaire. En effet, il "suffit" de les intégrer au masque lors de la définition des motifs par lithographie électronique. Cependant, compte tenu des interstices de petite dimension (entre 150 et 180 nm) existant dans ces structures, quelques difficultés apparaissent comparativement à la réalisation des guides droits.

La première de ces difficultés intervient lors de la définition du masque de gravure par lithographie électronique. En effet, les espaces interdentaires subissent l'effet de proximité et reçoivent par conséquent une dose d'énergie non négligeable. La HSQ étant une résine négative, cela peut se traduire par un élargissement des dents ou encore par la présence de résine dans ces "trous" (Figure III.B-7, a). Ces effets sont compensés par l'utilisation de coefficients de correction (voir chapitre 1) (Figure III.B-7, b).



a) effet d'une mauvaise correction de proximité : restes de résine dans les espaces interdentaires



b) bonne correction de proximité : interstices bien ouverts

Figure III.B-7 : détails du masque de HSQ pour la fabrication de réseaux de Bragg (réseaux tests avec un pas de 240 nm)

La seconde difficulté intervient lors de la gravure RIE des motifs : dans de petits interstices la réaction de gravure est plus lente. Ainsi, la couche d'InP peut être entièrement gravée à l'extérieur du réseau mais pas dans les espaces interdentaires (Figure III.B-8). Ceci se traduit par une augmentation de l'indice effectif du motif de bas indice, avec pour conséquence un décalage de la longueur d'onde de Bragg et une diminution de la force du réseau. Nous avons donc choisi d'ajouter 2 minutes au temps de gravure après détection de la couche d'arrêt en InGaAs, afin de garantir l'obtention de structures bien ouvertes.

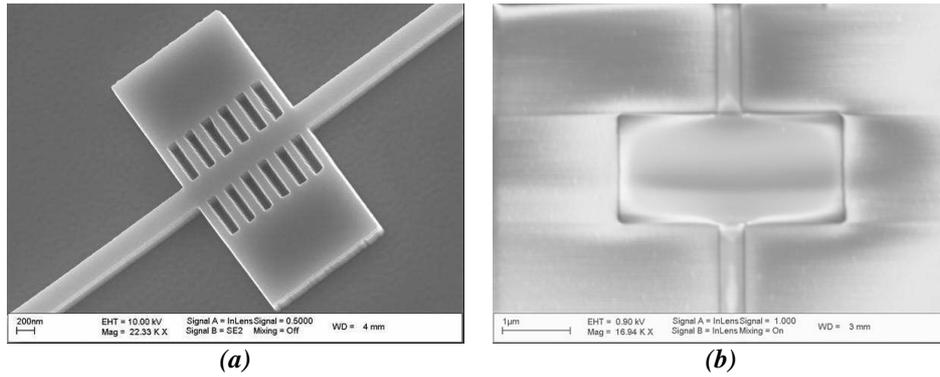


Figure III.B-8 : réseau de Bragg gravés dans l'InP avant (a) et après (b) le report dans le BCB. On constate que les espaces interdentaires ne sont pas ouverts sur toute la profondeur de la couche d'InP

Lors de ces deux étapes, qui permettent la définition du nanoguide, des imprécisions technologiques apparaissent et concourent à l'élargissement des motifs de haut indice. Il s'ensuit que les réseaux conçus et les réseaux réalisés diffèrent forcément, mais il nous faut minimiser cette différence.

III.B.2.2. Réalisations technologiques

La Figure III.B-9 présente des exemples de réseaux de Bragg fabriqués sur nanofils d'InP avant leur report dans le BCB. Notons la régularité des motifs définis ainsi que la bonne ouverture des interstices interdentaires, y compris dans le cas des structures avec "pavés" (Figure III.B-9 c et d).

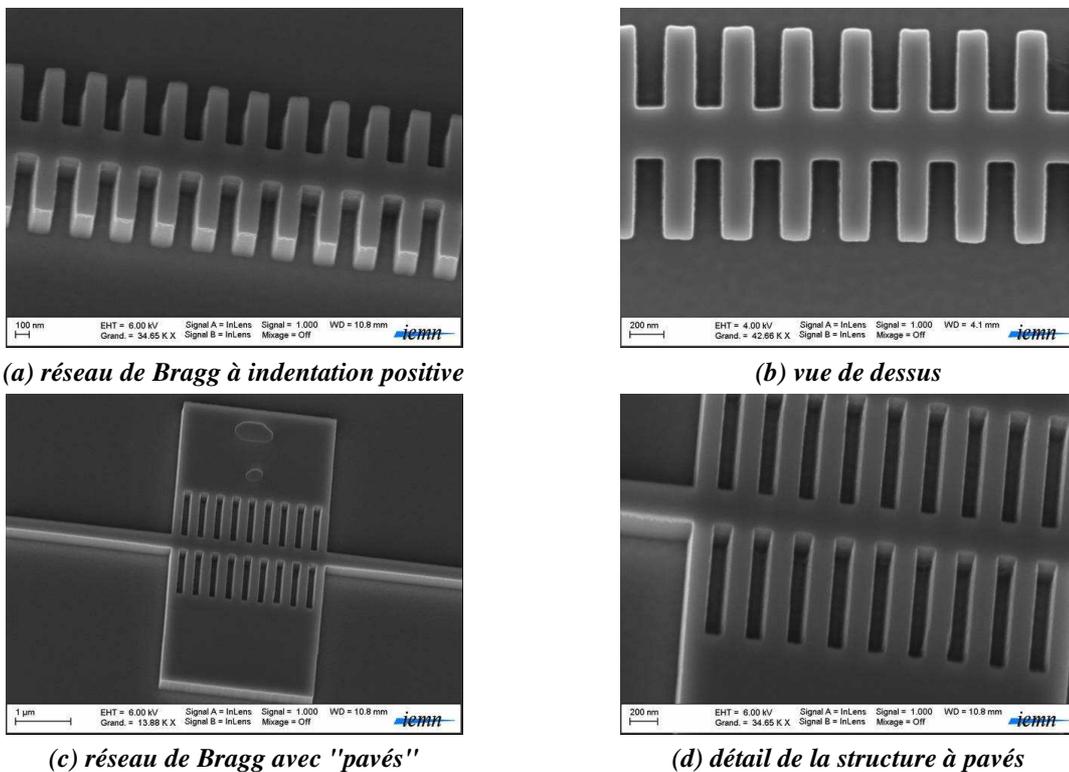
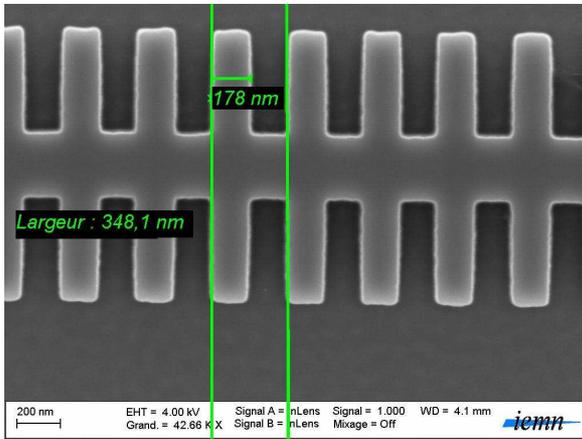
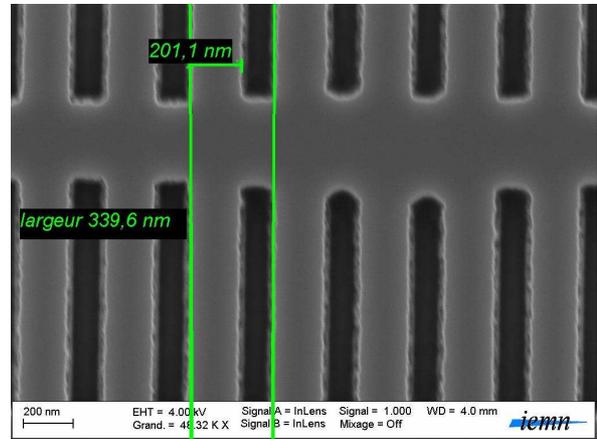


Figure III.B-9 : exemples de réseaux de Bragg sur nanofils d'InP avant leur report dans le BCB ($d = 500 \text{ nm}$, $\Lambda = 350 \text{ nm}$)

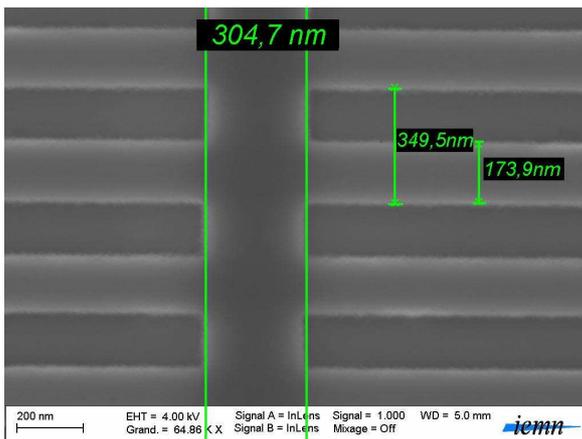
Afin de vérifier la correspondance entre les motifs désirés et les motifs obtenus, nous nous intéressons au masque de gravure en résine (Figure III.B-10). Nous pouvons constater que les dimensions obtenues correspondent relativement bien avec celles désirées.



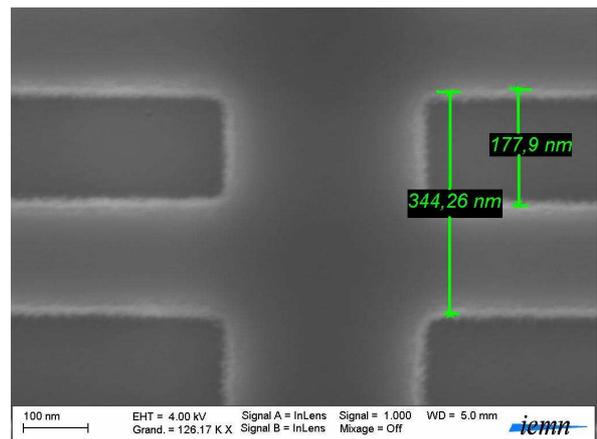
(a) $d = 500$ nm
pas visé : 350 nm, pas obtenu : 348 nm



(b) $d = 1$ μm
pas visé : 350 nm, pas obtenu : 340 nm



(c) $d = 2$ μm
pas visé : 350 nm, pas obtenu : 349 nm



(c) $d = 5$ μm
pas visé : 350 nm, pas obtenu : 344 nm

Figure III.B-10 : masque de gravure en HSQ des réseaux de Bragg pour la polarisation TM

Malgré les imprécisions inhérentes à la technologie, les structures réalisées présentent des dimensions proches de celles voulues. Il nous faut donc maintenant les caractériser. Malheureusement, les structures avec "pavés" ont subi des dommages lors du clivage de nos composants. Nous nous consacrons donc dans le paragraphe suivant à la caractérisation des réseaux "normaux".

III.C. Caractérisation des réseaux passifs

III.C.1. Détermination du spectre : démonstration de l'effet Bragg

III.C.1.1. Dispositif expérimental

La théorie employée pour la conception des réseaux de Bragg prévoit des largeurs de bande interdite pouvant atteindre 200 nm. Cette largeur de bande est supérieure à celle que peuvent balayer nos lasers accordables.

Afin de caractériser correctement nos structures, nous remplaçons donc le laser accordable utilisé pour la caractérisation Péroth-Fabry par une source de grande largeur spectrale disponible à l'IRCICA et le détecteur par un analyseur de spectre optique. Cette expérience est réalisée avec la collaboration de G.Bouwmans. La *source blanche* est réalisée au moyen d'une fibre à cristaux photoniques dans laquelle est envoyé le signal issu d'un laser de pompe. Les effets non linéaires dans cette fibre créent ainsi un *super continuum* (Figure III.A-1).

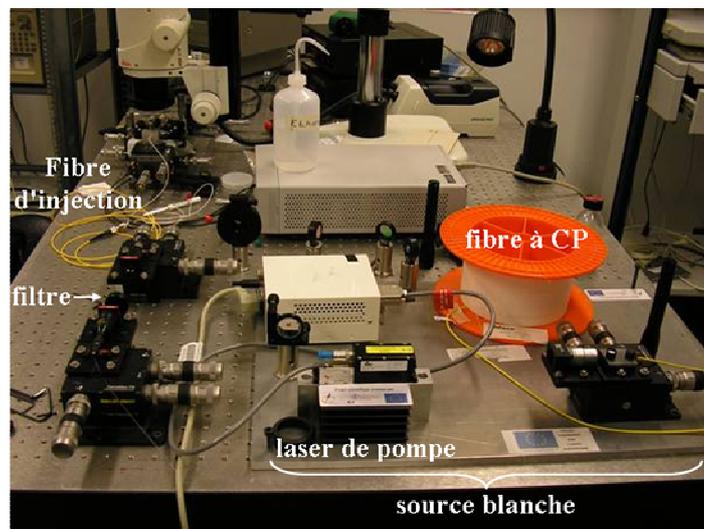


Figure III.C-1 : banc utilisé pour la caractérisation des réseaux de Bragg

La source blanche émet entre 1000 et 1750 nm mais présente un pic à la longueur d'onde d'émission du laser de pompe, soit 1,06 μm . La puissance globale envoyée sur nos structures est alors suffisamment élevée pour endommager le BCB au niveau de la face d'injection : nous utilisons un filtre en espace libre pour couper les longueurs d'onde inférieures à 1250 nm (Figure III.C-2).

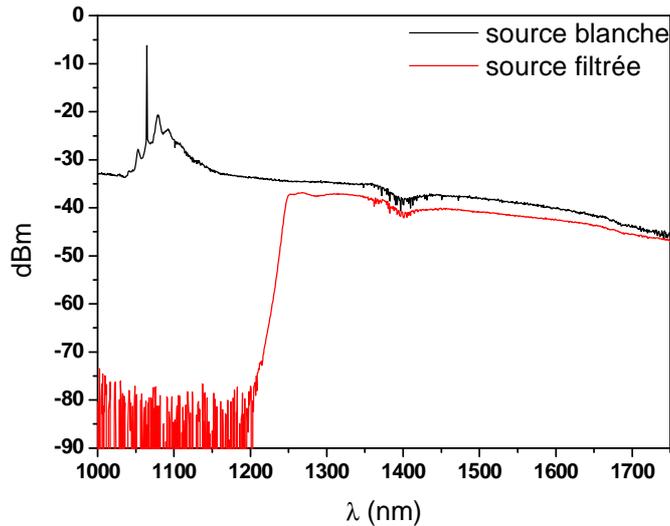


Figure III.C-2 : spectre de la source blanche sans (noir) ou avec filtre (rouge)

Ce banc ne comprend pas de contrôleur de polarisation : la polarisation d'entrée est donc inconnue et très probablement mixte.

III.C.1.2. Résultats obtenus

Nous avons caractérisé différents réseaux de Bragg en fonction de la largeur des dents. Notre première constatation est que les réseaux optimisés pour la polarisation TE ne semblent pas fonctionner. Nous nous consacrons donc aux réseaux optimisés pour la polarisation TM.

La Figure III.C-3 présente la puissance, normalisée par rapport à celle d'un guide droit, en sortie d'un réseau de Bragg formé de 60 dents de $2\ \mu\text{m}$ de long de part et d'autre du guide de $300\ \text{nm}$ (pas : $350\ \text{nm}$). Ce spectre présente une chute d'environ $25\ \text{dB}$ de la transmission entre 1426 et $1470\ \text{nm}$: c'est la bande interdite photonique. La largeur de cette bande interdite est environ deux fois plus petite que ce que la théorie prévoyait ($44\ \text{nm}$ en pratique contre $100\ \text{nm}$ en théorie). La longueur d'onde de Bragg est également décalée d'environ $20\ \text{nm}$ par rapport à la valeur obtenue par la théorie que nous avons employée.

Par ailleurs, nous pouvons noter une diminution de la puissance pour les longueurs d'onde inférieures à $1368\ \text{nm}$. Cette diminution peut être attribuée à une deuxième bande interdite, liée à l'existence de modes radiatifs [19].

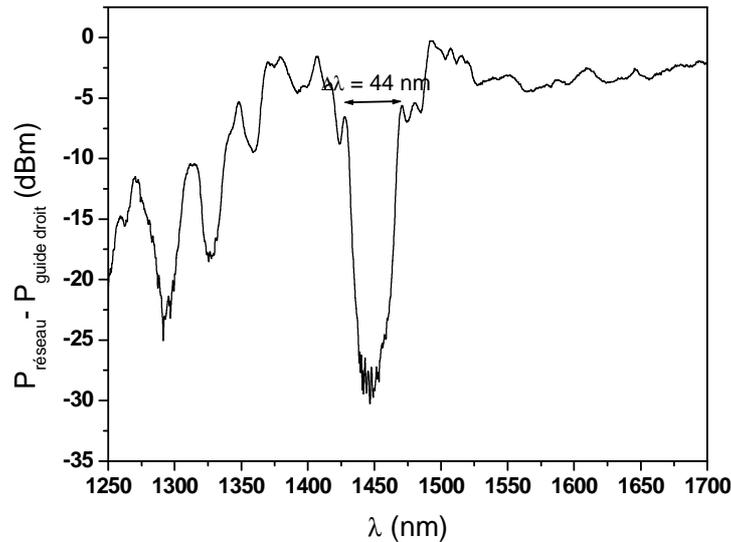


Figure III.C-3 : spectre obtenu sur un réseau de Bragg de 60 dents de $2 \mu\text{m}$ de long de part et d'autre du guide de 300 nm . Le pas du réseau est de 350 nm . La puissance en sortie du réseau est normalisée par rapport à celle d'un guide droit.

La Figure III.C-4 permet d'évaluer l'influence du nombre de dents sur la transmission en sortie du réseau de Bragg. Ainsi, plus le nombre de dents est important, plus la réflectivité du réseau de Bragg (profondeur du pic) est importante. De même, il apparaît que les bords de la bande de Bragg sont d'autant plus pentus qu'il y a de périodes. Cette remarque est importante pour l'application "retard variable" : en effet, afin d'obtenir un retard important pour une faible variation d'indice, il faut des bords de bande pentus. Malheureusement, plus ces bords sont pentus, plus la bande de fréquence utile est petite. Il est donc nécessaire de trouver un compromis, en jouant sur le nombre de dents.

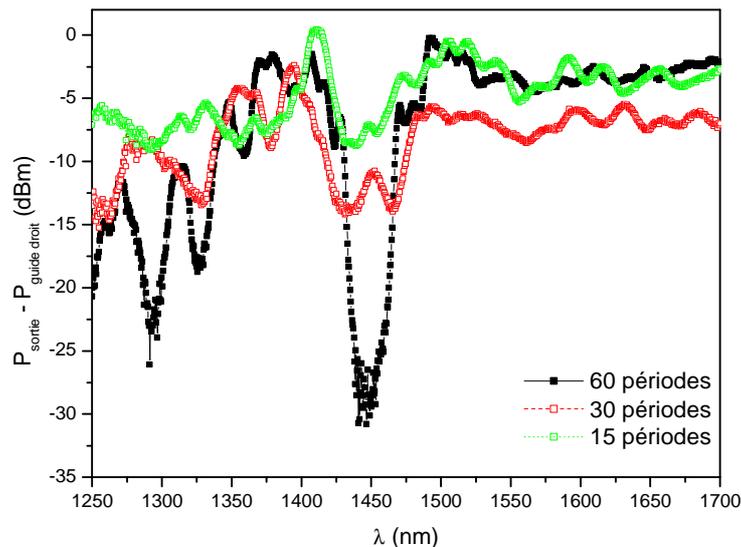


Figure III.C-4 : spectre obtenu sur des réseaux de Bragg de 60 dents de $2 \mu\text{m}$ de long de part et d'autre du guide de 300 nm en fonction du nombre de dents. La puissance en sortie du réseau est normalisée par rapport à celle d'un guide droit.

Les résultats obtenus montrent la faisabilité des réseaux de Bragg sur nanofils d'InP et leur bon pouvoir réflecteur dans la bande interdite. L'étape suivante est d'évaluer leur potentialité pour la réalisation de retards, en quantifiant le retard accessible par ces structures.

III.C.2. Quantification du retard accessible

III.C.2.1. Dispositif expérimental

La première étape en vue de l'application envisagée est d'évaluer le retard introduit par les réseaux de Bragg passifs en fonction de la longueur d'onde. Pour quantifier ce retard, nous proposons d'utiliser une méthode indirecte, qui repose sur l'utilisation de l'oscillateur optoélectronique.

En effet, comme nous l'avons signalé paragraphe III.A.1, tout retard introduit dans la boucle de l'oscillateur, par la température dans la problématique ou ici par le réseau de Bragg se traduit par un décalage de la fréquence de résonance de l'oscillateur. Par conséquent, en relevant la fréquence de résonance (f) en fonction de la longueur d'onde, on peut remonter au retard introduit par le réseau (τ) grâce à la formule suivante :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \tau}{\tau} \quad \text{eq. III.C-1}$$

La Figure III.C-5 présente le schéma du banc de caractérisation proposé pour la quantification de ce retard. Le faisceau optique issu d'un laser accordable est injecté dans un modulateur électro-optique, dans la ligne à retard fibrée puis dans un amplificateur optique et enfin dans nos réseaux de Bragg. Le signal est ensuite détecté par une photodiode à large bande, filtré et amplifié. Le signal RF obtenu est appliqué à l'accès électrique du modulateur afin d'obtenir un système oscillatoire en boucle fermée. Cette technique a déjà été utilisée à l'IEMN lors d'une expérience préliminaire visant à caractériser le retard introduit par un réseau classique sur InP fabriqué au cours des travaux de thèse de S.Garidel [8, 20]. Des retards de l'ordre de 80 ps ont été évalués sur ces réseaux.

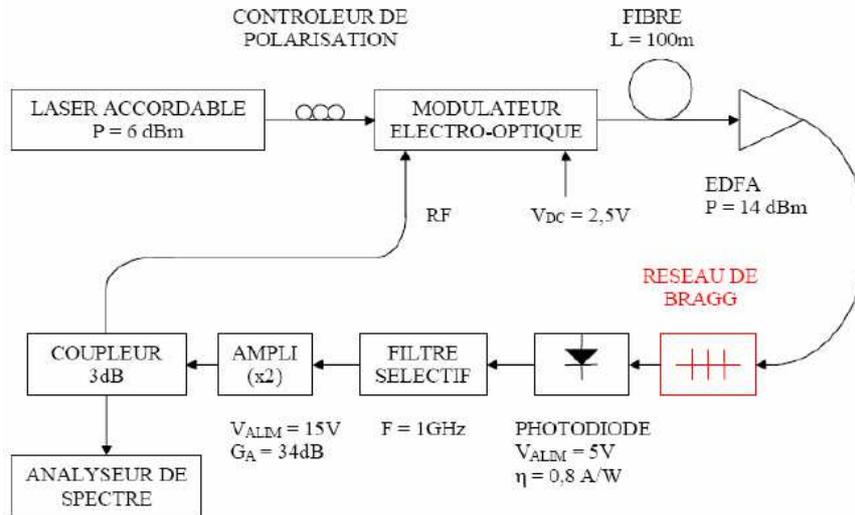


Figure III.C-5 : schéma du dispositif de quantification du retard par utilisation d'un oscillateur optoélectronique

Cette technique a été utilisée sur les réseaux fabriqués (longueur maximale de réseau : 60 dents x 350 nm (pas) = 21 μm) afin de déterminer le retard qu'ils introduisent. Malheureusement, les résultats obtenus ne sont pas concluants : aucun décalage significatif de la fréquence de résonance n'a été constaté. Afin de comprendre l'échec de cette expérience, nous avons tenté de quantifier le retard accessible à partir des formules de l'annexe B, dans le cas du réseau caractérisé Figure III.C-3.

III.C.2.2. Evaluation théorique du retard accessible

Les formules suivantes, que l'on peut trouver dans l'annexe B, nous permettent de calculer le retard de groupe théorique, dans ($\tau_g|_{BI}$) et hors de la bande interdite ($\tau_g|_{HBI}$), en fonction de la longueur d'onde et du coefficient de couplage, κ :

$$\tau_g|_{BI} = \tau_0 \cdot \frac{\Delta^2 - \sinh(SL) \cdot \cosh(SL) / SL}{\Delta^2 - \cosh^2(SL)} \quad \text{eq. III.C-2}$$

$$\tau_g|_{HBI} = \tau_0 \cdot \frac{\Delta^2 - \sin(TL) \cdot \cos(TL) / TL}{\Delta^2 - \cos^2(TL)} \quad \text{eq. III.C-3}$$

Avec :

- $\tau_0 = L \cdot n_g / c$, le retard hors bande interdite, équivalent au retard dans un guide droit sans réseau, ($n_g = 2,6$ pour un guide de 300 nm en TM, déterminé expérimentalement chapitre 2)
- $\Delta = (\beta - \beta_B) / \kappa$, la déviation normalisée par rapport à la fréquence de Bragg

- $\beta_B = \pi/\Lambda$, la constante de propagation à la longueur d'onde de Bragg
- $S = \kappa \cdot (1 - \Delta^2)^{1/2}$ est un coefficient défini dans la bande interdite
- $T = i \cdot S$ est un coefficient défini hors de la bande interdite

Afin d'évaluer le retard accessible par le réseau étudié expérimentalement, il nous faut donc déterminer le coefficient de couplage κ expérimental à partir des caractéristiques relevées Figure III.C-3. Le paramètre κ intervient dans deux caractéristiques accessibles expérimentalement :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_B^2}{\pi n_g} \sqrt{\kappa^2 + \frac{\pi^2}{L^2}} = 44 \text{ nm} \text{ et } R_{\max} = \tanh^2(\kappa \cdot L) = 0,99$$

Ceci nous conduit à un κ_{exp} de l'ordre de $0,15 \mu\text{m}^{-1}$. Il nous est donc possible d'évaluer le temps de groupe, τ_g , pour nos réseaux de Bragg de 60 dents en fonction de la longueur d'onde (Figure III.C-6).

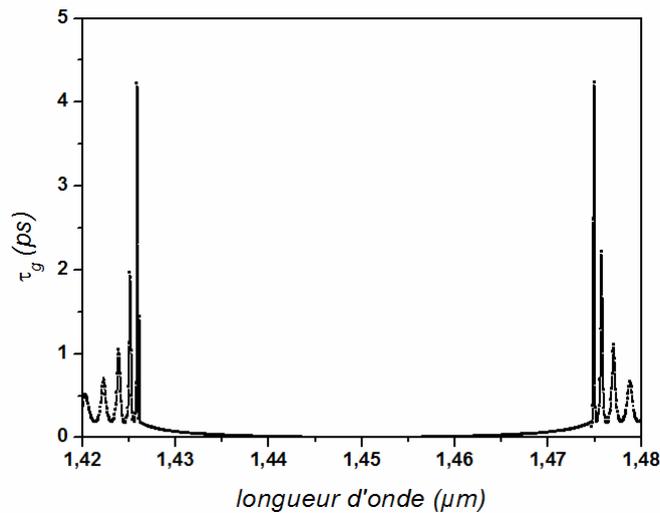


Figure III.C-6 : estimation du temps de groupe τ_g en fonction de la longueur d'onde dans le cas du réseau caractérisé Figure III.C-3, soit $d = 2 \mu\text{m}$, $\Lambda = 350 \text{ nm}$, 60 dents en polarisation TM

Le retard maximal envisageable est alors de 4,5 ps, ce qui, d'une part n'est pas suffisant pour l'application envisagée, et d'autre part est difficilement détectable avec le dispositif expérimental proposé. En effet, $\Delta\tau = 0,38 \text{ ps}$ conduit à $\Delta f = 2,32 \text{ kHz}$ par rapport à une fréquence de résonance de 1 GHz.

Cependant, la longueur du réseau n'est ici que de $21 \mu\text{m}$. Dans le cas d'un réseau de 1 mm de long, le retard envisageable est de l'ordre de 900 ps (Figure III.C-7). Ce retard serait suffisant pour compenser le retard lié à une élévation de température de 14 K sur une

fibres de 1 km.

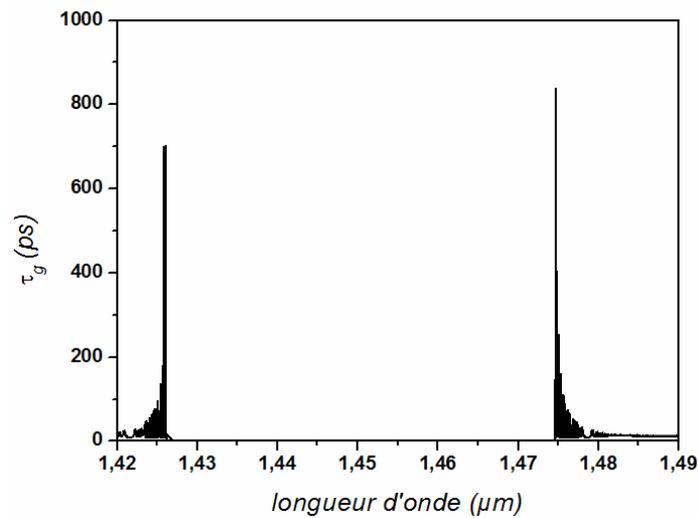


Figure III.C-7 : estimation du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'un réseau de 1 mm de long, $d = 2 \mu\text{m}$, $\Lambda = 350 \text{ nm}$

L'évaluation du retard introduit devra donc être effectuée sur des réseaux plus longs, afin d'obtenir un retard utilisable pour notre application, mais ceci probablement au détriment de la bande passante hyperfréquence [21].

III.D. Perspective : vers une fonction retard variable optoélectronique

Une fois le retard évalué il nous faudra le rendre actif. La façon la plus immédiate est d'utiliser un laser de pompe afin d'injecter les porteurs par voie optique. Si cette voie peut être explorée dans un premier temps pour nos caractérisations, nous envisageons plutôt l'injection par voie électrique. Il nous faut donc déposer des électrodes pour réaliser la structure de la Figure III.D-1.

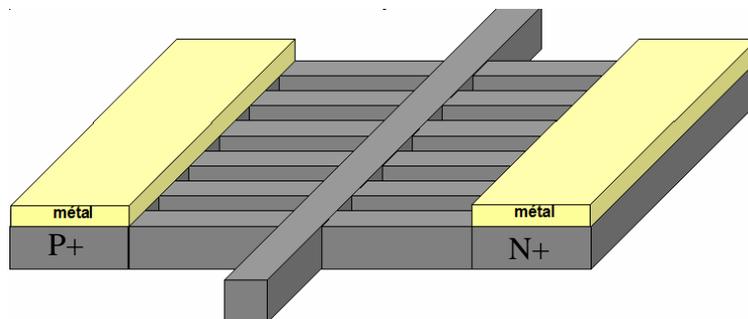


Figure III.D-1 : schéma simplifié de la structure envisagée pour la création de retards variables électro-optiques ; l'ensemble de cette structure est inséré dans le BCB

Nous devons dans un premier temps déterminer la longueur des dents nécessaires pour

éloigner les électrodes du mode propagé. Pour ce faire, nous proposons de fabriquer de nouvelles structures "avec pavé" et de les caractériser.

Il nous faut ensuite définir le procédé technologique permettant le dépôt des contacts p et n. La structure est insérée dans le BCB qui est thermiquement stable jusque 350°C environ, ce qui est inférieur à la température de recuit des contacts ohmiques. Nous proposons de déposer ces contacts avant d'effectuer le report et de pratiquer des ouvertures dans le BCB pour les reprendre. Le procédé technologique envisagé est schématisé Figure III.D-2 ; il nous faut le mettre au point et l'optimiser.

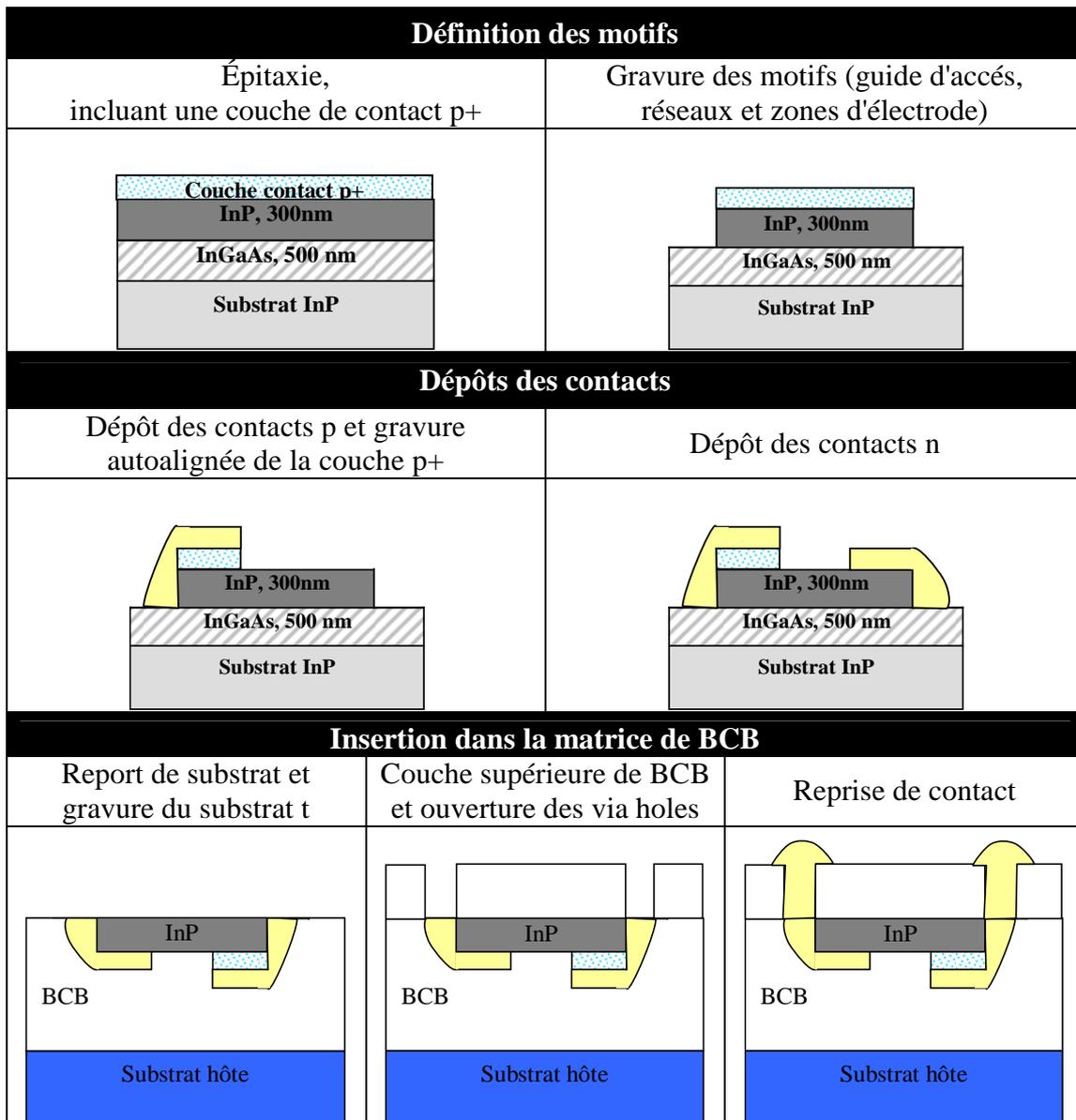


Figure III.D-2 : schéma du procédé technologique proposé pour la réalisation d'une fonction "retard actif" optoélectronique à partir de réseaux de Bragg sur nanofils d'InP dans le BCB

III.E. Bilan du chapitre 3

Le but de ce chapitre était de démontrer la faisabilité de réseaux de Bragg sur InP, en vue de leur application pour la création de retards variables.

Des réseaux de Bragg efficaces (chute de la transmission de plus de 25dB) ont ainsi été démontrés. Les caractéristiques des réseaux fabriqués sont cependant différentes de celles désirées. Nous pensons ceci lié à l'étape de conception en elle-même. En effet, même si de nombreux paramètres rendent difficiles la fabrication de ces réseaux, l'observation au MEB a démontré la bonne correspondance entre les dimensions visées et obtenues.

L'acquisition récente de logiciels adaptés à la simulation des structures à fort contraste d'indice (FIMMPROP, OMNISIMM) devrait permettre de faciliter l'étape de conception et donc d'améliorer la correspondance théorie/pratique.

En vue de l'application retard, il nous reste à quantifier le retard accessible grâce à ces réseaux de Bragg. Dans cette optique, il serait également intéressant d'utiliser des réseaux comportant un plus grand nombre de périodes afin d'obtenir des retards plus importants.

Enfin, la création d'une fonction retard variable nécessite d'injecter des porteurs dans la structure, grâce à une commande optique ou électrique. La commande optique, grâce à un laser de pompe, est la plus immédiate à mettre en œuvre pour nos caractérisations, cependant, nous nous dirigeons à terme vers une fonction retard optoélectronique.

Bibliographie chapitre 3, dans l'ordre d'apparition

- [1] proposition de projet Eurofinder *ARAMOS* (Architectures for Advanced Modulation in Optoelectronic-RF oscillators and in RF-Systems)
Thales Research & Technology-France, Thales Air Defence, Thales Airborne Systems, Thales Laser, Alcatel Thales III-V Lab, Université de Rennes I Laboratoire de Physique des lasers, IEMN Université de Lille, LAAS / CNRS, Selex Sistemi Integrati, CNR-IFAC
- [2] T. Musha, J-I. Kamimura, M. Nakazawa
Applied Optics, Vol.21, No.4, p.694-698, 1982
Optical phase fluctuations thermally induced in a single-mode optical fiber
- [3] M.Kaba, H.-W.Li, A.S.Daryoush, J.-P.Vilcot, D.Decoster, J.Chazelas, G.Bouwman, Y.Quiquempois, F.Deborgies
IEEE microwave magazine, p.38-47, 2006
Improving Thermal Stability of Opto-Electronic Oscillators
- [4] M.Zegaoui, D.Decoster, J.Harari, J.P.Vilcot, F.Mollot, V.Magnin, J.Chazelas
Electronics Letters, Vol.41, No.10, p.613-614, 2005
Comparison between carrier-induced optical index, loss variations and carrier lifetime in GaInAsP/InP heterostructures for 1.55 μm DOS application
- [5] H.Altuga, J.Vučković
Applied Physics Letters, Vol.86, 111102, 2005
Experimental demonstration of the slow group velocity of light in two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays
- [6] Y.A.Vlasov, M.O'Boyle, H.F.Hamann, S.J.McNab
Nature, Vol.438, No.3, p.65-69, 2005
Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides
- [7] S.Combrié, A.De Rossi, L.Morvan, S.Tonda, S.Cassette, D.Dolfi, A.Talneau
Electronics Letters, Vol.42 No.2, p.86 – 88, 2006
Time-delay measurement in singlemode, low-loss photonic crystal waveguides
- [8] S.Garidel
Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille, IEMN 2004
Fabrication de Réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique : application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière InP
- [9] A.Yariv
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.9, No9, p.919, 1973
Coupled-mode theory for guided-wave optics
- [10] H.A.Haus, W.Huang
Proceedings Of The IEEE, Vol. 79, No.10, p.1505, 1991
Coupled-mode theory

- [11] D.L.Jaggard, C.Elachi
Journal of Opt. Soc. Am., Vol.66, No.7, p.674, 1976
Floquet and coupled waves analysis of higher-order Bragg coupling in a periodic medium
- [12] B.E.Little, H.A.Haus
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.31, No.12, p.2258, 1995
A variational coupled-mode theory for periodic waveguides
- [13] F. Abélès
Annale de Physique, Vol. 5, p. 596, 1950
Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoïdales dans les milieux stratifiés. Application aux couches minces.
- [14] J.Carroll, J.Whiteaway, D.Plumb
IEE Circuits, devices and Systems series 10, SPIE Press, p.26, 1998
Distributed feedback semiconductor lasers
- [15] H.A.Haus, C.Shank
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.12, No9, p.532, 1976
Antisymmetric taper of distributed feedback lasers
- [16] G.P.Agrawal, S.Radic
IEEE Photonics Technology Letter, Vol.6, No8, p.995, 1994
Phase-shifted fiber Bragg gratings and their application for wavelength demultiplexing
- [17] S.Fan, J.N.Winn, R.D.Meade, J.D.Joannopoulos et al.
Journal of the Optical Society of America B, Vol.12, No.7, p.1267, 1995
Guided and defect modes in periodic dielectric waveguides
- [18] V.Magnin
Thèse, Université des Sciences et Technologies de Lille1, IEMN
Contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques
- [19] M.Gnan, G.Bellanca, H.M.H.Chong, P.Bassi, R.M. De la Rue
Optical and Quantum Electronics, Vol.38, p.133-148, 2006
Modelling of photonic wire Bragg gratings
- [20] M.-G.Duranel
Master, Université des Sciences et Technologies de Lille1, IEMN
Etude de retards pour la stabilisation en fréquence d'un oscillateur optoélectronique
- [21] M.Kaba, F.C.Zhou, A.Lim, J.-P.Huignard, S.Tonda, D.Dolfi, D.Decoster, J.Chazelas
IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, p.206-207, 2007
Bragg Gratings (BG) structures and slow-light approach for the processing of RF signals over large bandwidths

Chapitre 4 : interrupteur tout optique

Les propriétés de fort confinement qui règnent dans les nanofils d'InP enterrés dans le BCB en font des structures intéressantes pour l'étude des effets non linéaires. Ce chapitre propose de les utiliser pour la fabrication d'un interrupteur tout optique fondé sur la saturation d'absorption en vue de l'échantillonnage d'un signal hyperfréquence. Ce projet est soutenu par la DGA dans le cadre de la PREI *Nanoguides pour la réalisation de fonctions hyperfréquences*.

Nous exposerons dans une première partie le principe de fonctionnement de cet interrupteur. Puis, nous proposons deux structures et nous étudions leur comportement théorique vis-à-vis de l'absorption. La troisième partie de ce chapitre est consacrée à la réalisation technologique de ces deux structures. La dernière partie traite de la caractérisation de l'une de ces structures en fonction de la puissance continue injectée, dans le but de démontrer la saturation d'absorption.

IV.A. Interrupteurs fondés sur la saturation d'absorption

IV.A.1. Principe de fonctionnement

L'échantillonnage de signaux analogiques est un élément de base pour la transmission de l'information à haut débit. L'élévation de la fréquence des signaux impose des cadences d'échantillonnage de plus en plus élevées. Par exemple, échantillonner un signal de fréquence 10 GHz en respectant les bases du traitement du signal (Théorème de Shannon), impose une fréquence d'échantillonnage au moins deux fois supérieure soit > 20 GHz. Cette fréquence correspond à une période d'échantillonnage $T_e < 50$ ps. Dans ce contexte, un interrupteur optique très rapide, dont le temps de commutation est inférieur à la picoseconde, apparaît comme une nécessité.

A l'heure actuelle, différents axes de recherche sont explorés pour réaliser un interrupteur optique intégré, très rapide et à faible puissance de commande (électrique ou optique). En filière Silicium, un interrupteur à commande optique fondé sur l'absorption à deux photons dans un nanofil (*Two Photon Absorption, TPA*) a été démontré avec un temps de réponse de 3,2 ps [1] (coefficient d'extinction : 5,2 dB, puissance de commande : 6 mW). D'autres proposent l'utilisation de microrésonateurs : le passage de l'état haut à

l'état bas est fondé sur un décalage de la fréquence de résonance grâce à un changement d'indice. Ce changement d'indice est induit par des porteurs libres créés soit par TPA [2, 3], soit par absorption d'un signal de pompe [4, 5]. Le temps de commutation de tels dispositifs est de l'ordre de quelques 100 fs. L'utilisation d'interféromètres de Mach-Zender est également envisagée : en changeant la longueur d'un des bras, il devient possible de passer d'une interférence constructive à une interférence destructive [6, 7]. Mentionnons également des structures fondées sur la saturation d'absorption associée aux transitions inter sous-bandes dans des puits quantiques [8, 9] permettant des temps de réponse inférieurs à la picoseconde.

Les structures que nous proposons sont également fondées sur la saturation d'absorption. Il s'agit d'introduire une couche absorbante au sein de nos guides, soit dans le nanofil d'InP (Figure IV.A-1 (a)) soit sur ce nanofil (Figure IV.A-1 (b)).

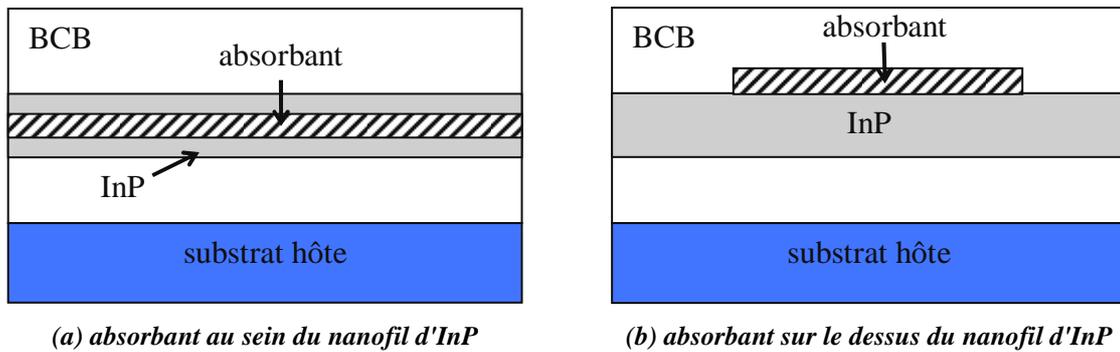


Figure IV.A-1 : schéma des structures proposées sur nanofil d'InP dans le BCB pour la création d'un interrupteur tout optique

Leur comportement optique dépend alors de la puissance injectée : lorsqu'elle est faible, le faisceau optique est absorbé et la puissance en sortie du nanofil quasi nulle, assurant ainsi l'état ouvert (*OFF*, Figure IV.A-2 (a)). En augmentant la puissance à l'entrée, les états d'absorption seaturent et le signal optique peut atteindre la sortie du dispositif (état fermé, *ON*, Figure IV.A-2 (b)).

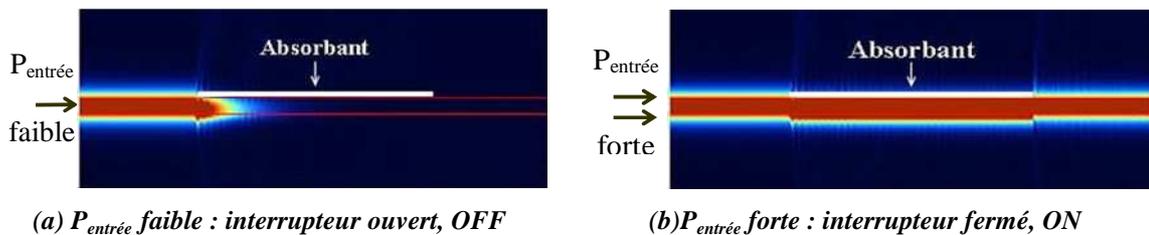


Figure IV.A-2 : schéma de principe d'un interrupteur tout optique fondé sur la saturation d'absorption, cas d'un absorbant sur le dessus du guide

IV.A.2. Deux caractéristiques essentielles

Ce type de structure, simple sur le principe, a vu son développement jusqu'alors limité par deux éléments : la puissance de commande permettant de passer à l'état *ON* (puissance nécessaire à saturer l'absorption) et la dynamique (temps nécessaire pour revenir à l'état *OFF*, soit le temps de vie des porteurs).

IV.A.2.1. Puissance de commande

Les structures sur nanofils d'InP dans le BCB bénéficient de deux propriétés qui devraient permettre de diminuer drastiquement la puissance de commande par rapport à une structure sur guide classique : leur petit volume et le fort confinement qui y règne.

D'une part, le petit volume des guides, ajouté au fort confinement qui accroît l'interaction lumière-matière, permet d'absorber le faisceau optique avec un volume d'absorbant limité : le nombre d'états à saturer est donc fortement réduit par rapport à des guides classiques. D'autre part, le fort confinement du mode sur une petite surface implique une forte densité de puissance.

La puissance de commande, c'est-à-dire la puissance nécessaire à saturer l'absorption devrait par conséquent être fortement réduite par rapport à des structures équivalentes sur guide classique.

IV.A.2.2. Temps de vie des porteurs

La dynamique de l'interrupteur est, quant à elle, déterminée par le temps de vie des porteurs, lui-même assimilable au temps de recombinaison des porteurs libres.

Trois mécanismes principaux interviennent lors de la recombinaison des paires électrons-trous : la recombinaison radiative, la recombinaison Auger et la recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH).

Lors d'une transition radiative, l'énergie du porteur est transmise à un photon.

Lors d'une recombinaison SRH, l'énergie du porteur libre est transférée à un phonon. Cette recombinaison SRH est fondée sur l'existence de centres de recombinaison possédant un état d'énergie intermédiaire situé dans la bande interdite. La probabilité de transmission est alors fonction de la densité de ces états intermédiaires, de leur nature et du matériau. Le temps de recombinaison des porteurs libres est, quant à lui, inversement proportionnel à la densité des défauts.

Enfin, lors d'une recombinaison Auger, l'énergie du porteur libre est transférée à un

autre électron par collision. La probabilité de ce type de recombinaison est d'autant plus importante qu'il y a de porteurs libres.

Chacun de ces mécanismes de recombinaison participe au temps de vie des porteurs libres par l'eq. IV.A-1

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{SRH}} + BN + CN^2 \quad \text{eq. IV.A-1}$$

où τ_e est le temps de vie des porteurs minoritaires, ici les électrons, τ_{SRH} est le temps de recombinaison SRH, déterminé par la densité de défauts du matériau, N représente la densité de porteurs libres, B et C sont les coefficients des recombinaisons respectivement radiatives et Auger.

Les coefficients B et C dépendent du matériau. Dans le cas de l'InGaAs, Ahrenkiel *et al.* [10] leur attribuent les valeurs suivantes : $B = 1,43.10^{-10} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ et $C = 8,1.10^{-29} \text{ cm}^{-6} \cdot \text{s}^{-1}$.

Différentes techniques permettent de diminuer ce temps de vie dont nous pouvons tirer parti pour nos structures ([11, 12]).

La recombinaison SRH est naturellement favorisée et accélérée dans nos nanofils. En effet, dans les nanofils, les effets surfaciques dominent. Or, à la surface des guides, la densité d'états intermédiaires est supérieure (rupture du réseau cristallin, défauts introduits par la technologie), résultant en une diminution de τ_{SRH} . Comme le temps de recombinaison est inversement proportionnel à la densité de ces états intermédiaires, il est également possible de le diminuer en introduisant des défauts, soit directement lors de la croissance du matériau (croissance basse température [13]) soit par un traitement ultérieur (irradiation [14, 15, 16], implantation [17]).

Cependant, pour notre application, nous sommes amenés à créer une forte densité de porteurs (saturation d'absorption). C'est donc la recombinaison Auger qui va gouverner la dynamique de notre interrupteur. Pour la favoriser et l'accélérer, il est possible d'augmenter la densité des porteurs grâce à un dopage du matériau [18, 19]. C'est d'ailleurs cette technique que nous pensons utiliser dans nos structures.

Compte tenu de la filière InP dans laquelle nous travaillons et de la longueur d'onde de travail (1,55 μm), l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ apparaît comme l'absorbant idéal pour nos structures. Une étude réalisée à l'IEMN, au sein de l'équipe EPIPHY par D.Vignaud, J.F.Lampin,

E.Lefebvre, M.Zaknourne et F.Mollot, a en effet montré la possibilité d'obtenir des temps de recombinaison subpicosecondes grâce à un fort dopage au béryllium (Be) ($t_r < 400$ fs pour un dopage $[Be] = 2,6.10^{20} \text{cm}^{-3}$, évalué par des expériences pompe sonde de transmission optique) [18].

Forts de cette information, nous comptons utiliser de l'InGaAs dopé Be pour assurer l'absorption pour nos structures finales. Cependant, l'étude expérimentale présentée dans la suite de ce chapitre est réalisée sur de l'InGaAs non dopé.

IV.B. Structures étudiées

IV.B.1. Comparaison des deux structures proposées

La Figure IV.A-1 récapitule les deux structures proposées pour la réalisation d'un interrupteur tout optique ultra-rapide sur nanofil d'InP dans le BCB. Elles sont constituées d'une couche d'InGaAs insérée dans ou au dessus du cœur en InP. A terme, nous utiliserons de l'InGaAs fortement dopé Be pour assurer un temps de vie des porteurs inférieur à la picoseconde et assurer le caractère ultrarapide de l'interrupteur. Pour bénéficier du fort confinement, les guides de section carrée de 300 nm de côté constituent une structure de base intéressante, cependant, nous étudierons également d'autres largeurs de guide (100, 200 et 400 nm).

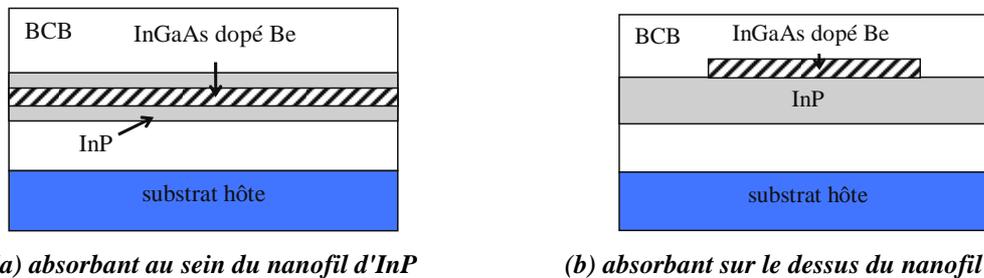


Figure IV.B-1 : schéma des structures proposées pour la réalisation d'un interrupteur optique sur nanofil d'InP dans le BCB

Les deux structures proposées ont chacune leurs avantages et inconvénients.

Lorsque l'absorbant est placé au cœur du nanofil (structure *a*, Figure IV.B-1, (a)), l'interaction entre la lumière et la couche absorbante est maximale, le volume nécessaire pour assurer l'absorption est par conséquent minimisé. De plus, l'absorbant est placé là où la densité de puissance est maximale, ce qui devrait permettre de minimiser la puissance de commande. Dans le cas de guides de section carrée, placer l'absorbant au sein du guide permet également de ne pas rompre l'insensibilité à la polarisation. D'un point de vue technologique, cette structure est simple à réaliser, puisqu'elle ne nécessite pas d'étape

technologique supplémentaire. Par contre, il nous est impossible de choisir la longueur de la zone absorbante (fixée par le clivage) : le guide entier est l'interrupteur.

La structure *b* (Figure IV.B-1 (b)), où l'absorbant est placé sur le dessus du guide, offre cette flexibilité supplémentaire : il est possible d'en choisir non seulement la longueur mais aussi la position sur le nanofil. L'interrupteur est donc localisé, et il devient possible de l'insérer dans un circuit optique intégré. Mais l'absorption devient très sensible à la polarisation. L'absorbant constitue de plus une discontinuité vis-à-vis de la propagation optique, ce qui peut entraîner des pertes supplémentaires. Enfin, la technologie de cette structure introduit des étapes supplémentaires afin de fixer la longueur de la pastille.

IV.B.2. Absorption dans ces structures

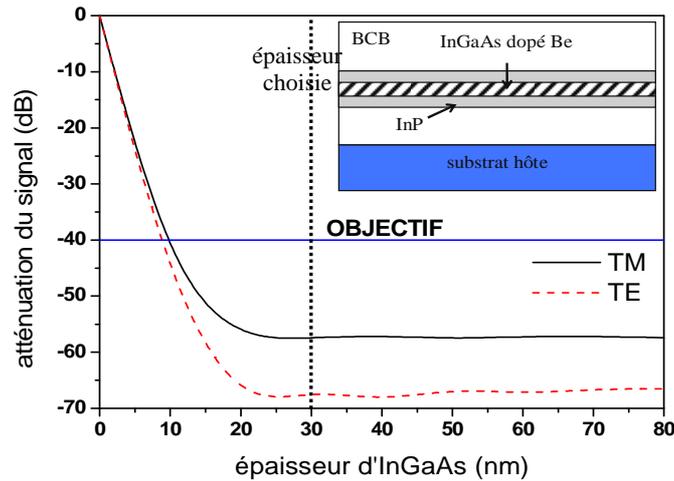
IV.B.2.1. Détermination de l'épaisseur d'absorbant

Nous désirons réaliser un interrupteur possédant un coefficient d'extinction important. Notre objectif est d'obtenir 40 dB sur la puissance en sortie du guide entre l'état *ON* et l'état *OFF*. Si l'on suppose une absorption résiduelle nulle après saturation, il nous faut déterminer l'épaisseur d'absorbant nécessaire pour atténuer la puissance d'entrée de 40 dB. Afin d'évaluer cette épaisseur, nous avons réalisé une simulation par BPM 3D des deux structures proposées, sur la base d'un guide de section carrée de 300 nm de côté avec une couche absorbante en InGaAs non dopé. Le Tableau IV.B-1 récapitule les indices employés pour cette simulation.

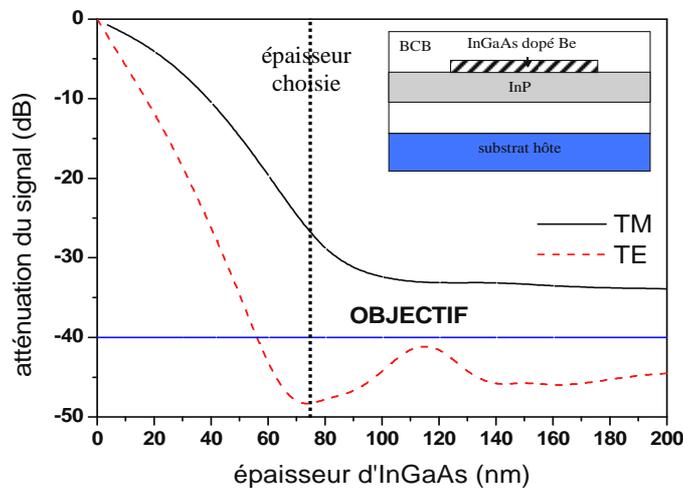
Matériaux	InP	BCB	InGaAs
Indice à 1,55 μm	3,16	1,53	3,59 + i 0,086

Tableau IV.B-1: indices utilisés pour la BPM 3D

Lors de cette simulation, nous avons fixé la longueur de la structure *a* à 400 μm , imposée par la longueur minimale entre deux clivages successifs. Dans le cas de la structure *b*, la longueur d'absorbant a été fixée à 100 μm , ce qui correspond à un temps de passage dans l'interrupteur de l'ordre de 1 ps. La Figure IV.B-2 présente les résultats de cette simulation. Ces résultats confirment la supériorité de la structure *a* vis-à-vis de l'absorption, même si son application pratique est moins aisée.



(a) absorbant au cœur du guide, longueur de l'absorbant = longueur du guide : 400 μm



(b) absorbant sur le dessus du guide, longueur de l'absorbant : 100 μm

Figure IV.B-2 : atténuation du signal en fonction de l'épaisseur d'InGaAs pour les deux structures d'interrupteur optique proposées, simulation effectuée par BPM 3D

Dans le cas de la structure *a*, une épaisseur de 10 nm devrait permettre d'atteindre notre objectif. Cependant, compte tenu des incertitudes de simulation, nous optons dans un premier temps pour une épaisseur de 30 nm pour nos premiers essais, réalisés sur de l'InGaAs non dopé, valeur pour laquelle la simulation met en évidence une absorption maximale.

Dans le cas de la structure *b*, l'absorption n'égale notre objectif qu'en polarisation TE. Afin de maximiser l'absorption dans les deux états de polarisation, nous optons pour une épaisseur d'absorbant de 75 nm.

IV.B.2.2. Influence du confinement (largeur des nanofils)

Nous nous sommes fixés comme structure de base pour la simulation précédente le nanofil de section carrée de 300 nm de côté. Cependant, il serait intéressant de faire varier

la largeur du nanofil afin d'étudier l'impact du confinement sur l'absorption. La Figure IV.B-3 permet d'évaluer cette influence sur l'absorption dans le cas de la structure *b*, où l'absorbant est placé sur le dessus du guide.

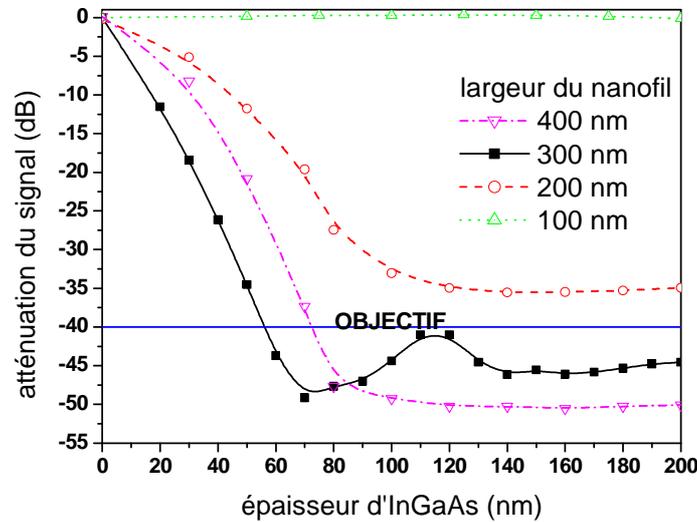


Figure IV.B-3 : influence de la largeur du nanofil sur l'absorption dans le cas de la structure *b* (absorbant sur le dessus) en polarisation TE, longueur d'absorbant : 100 μm , simulation effectuée par BPM 3D

Dans le cas des guides à fort confinement (300 et 400 nm), l'absorption est importante. Lorsque le confinement du guide diminue, le mode s'étend dans le BCB et l'interaction entre la lumière propagée et les éléments compris dans le cœur du guide diminue : l'atténuation du signal diminue donc, jusqu'à être quasi nulle pour le guide de 100 nm. On peut étendre cette remarque à la structure *a*.

IV.B.2.3. Evaluation de la puissance nécessaire à saturer l'absorption

Le but de ce paragraphe est d'estimer la puissance en continu nécessaire pour saturer l'absorption dans la structure proposée.

On suppose pour ce faire que chaque photon donne une paire électron-trou. Le nombre d'électrons créés par unité de temps et de volume, N_e , est alors donné par la formule suivante :

$$N_e = \frac{P}{V} \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c} \quad \text{eq. IV.B-1}$$

où P est la puissance injectée, V le volume d'absorbant, λ la longueur d'onde du faisceau injecté, h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Pour saturer, l'absorption, le nombre de paires électrons-trous par unité de temps à créer doit être égal à la densité d'état dans la bande de conduction N_c , rapporté au temps de vie des électrons, τ ; il faut donc :

$$\frac{N_c}{\tau} = \frac{P}{V} \cdot \frac{\lambda}{h \cdot c} \quad \text{eq. IV.B-2}$$

La densité d'états de la bande de conduction de l'InGaAs, N_c , peut être évaluée à partir de la formule de masse effective des porteurs présentées dans la thèse de L.Thierry [20].

$$\frac{m_e}{m_0} = 0,07 - 0,0308 \cdot y \quad \text{eq. IV.B-3}$$

où m_e , est la masse effective des électrons, m_0 est la masse de l'électron dans le vide ($9,1 \cdot 10^{-31}$ kg) et y est la proportion d'arsenic dans le quaternaire $\text{GaInAs}_y\text{P}_{1-y}$. Pour l'InGaAs, $y = 1$.

Avec ces formules, on obtient à $T = 300$ K :

$$N_c = 2,5 \cdot 10^{19} \left(\frac{m_e}{m_0} \cdot \frac{T}{300} \right)^{3/2} = 1,94 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \quad \text{eq. IV.B-4}$$

Les travaux de D.Vignaud et al.[18] ont démontré un temps de vie de $\tau = 0,4$ ps pour l'InGaAs dopé Be à $2,6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et d'environ 200 ps dans le cas de l'InGaAs non dopé.

Le Tableau IV.B-2 présente les résultats des calculs réalisés afin d'évaluer la puissance en continu nécessaire à saturer l'absorption. Dans le cas de l'InGaAs non dopé, ces niveaux sont peu élevés et il apparaît possible de saturer l'absorption. Par contre, dans le cas de l'InGaAs fortement dopé Be, une augmentation importante de la puissance en continu est probable, compte tenu de la forte diminution du temps de vie des porteurs, et il faudrait alors envisager de diminuer les épaisseurs d'absorbant, au détriment du coefficient d'extinction du signal, et/ou d'utiliser un dopage moins important, au détriment cette fois de la rapidité de l'interrupteur.

Cependant, il ne faut pas perdre de vue que le dispositif final proposé est un interrupteur destiné à l'échantillonnage ultra-rapide de signaux : il est destiné à terme à fonctionner non pas en continu mais avec une commande impulsionnelle. La saturation d'absorption interviendra alors sur un temps très court (< 1 ps), avec une cadence définie par la fréquence du signal à échantillonner (25 ps pour un signal à 20 GHz) : dans ce cas, les niveaux de puissances moyennes calculées sont à diviser au moins par 25.

Largeur guide	Structure a, longueur InGaAs 400 μm		Structure b, longueur InGaAs 100 μm	
	épaisseur InGaAs : 30 nm,		épaisseur InGaAs : 75 nm	
	Non dopé ($\tau_e = 200$ ps)	Dopé ($\tau_e = 0,4$ ps)	Non dopé ($\tau_e = 200$ ps)	Dopé ($\tau_e = 0,4$ ps)
200	0,2 mW	145 mW	0,2 mW	91 mW
300	0,4 mW	220 mW	0,3 mW	140 mW
400	0,6 mW	290 mW	0,4 mW	180 mW

Tableau IV.B-2 : niveau de puissance nécessaire pour saturer l'absorption en fonction de la largeur du nanofil

IV.B.3. Conclusion sur les structures proposées

Nous proposons d'utiliser la saturation d'absorption afin de créer un interrupteur tout optique ultra-rapide et à faible puissance de commande. Le faible volume de nos nanofils ajouté au fort confinement devrait en effet permettre de saturer l'absorption avec une puissance de commande faible (0,4 mW pour un guide de 300 nm de côté). La rapidité de l'interrupteur est, quant à elle, dictée par le temps de vie des porteurs libres créés lors de l'absorption du signal optique. Grâce aux effets de surface dominant dans les nanofils et, surtout grâce à un dopage au Be de l'InGaAs, nous espérons un temps de vie de l'ordre de 400 fs, assurant ainsi le caractère ultra-rapide de l'interrupteur.

Deux structures sont proposées : l'une où l'absorbant est placé au sein du nanofil d'InP (structure *a*), permettant une absorption du signal importante et quasi insensible à la polarisation, l'autre où l'absorbant est placé sur le dessus du nanofil (structure *b*), permettant une plus grande souplesse dans la conception future de circuits photoniques intégrés.

Afin de démontrer la faisabilité de telles structures au niveau de la saturation d'absorption, une première réalisation technologique, objet du paragraphe suivant, a été effectuée avec des épaisseurs de 30 nm dans le cas de la structure *a* et de 75 nm dans le cas de la structure *b* avec de l'InGaAs non dopé. Une puissance de 1 mW devrait alors permettre de saturer l'absorption des guides considérés. Dans le cas des futures structures avec dopage, l'épaisseur d'absorbant devra être plus faible pour diminuer la puissance de commande.

IV.C. Réalisation technologique

IV.C.1. Absorbant au cœur de la structure

La structure *a*, où l'absorbant est au cœur du nanofil, est la plus simple à fabriquer : par rapport à la technologie présentée au chapitre 1, il nous suffit de modifier l'épitanie, pour introduire la couche d'InGaAs. La Figure IV.C-1 récapitule ce procédé technologique.

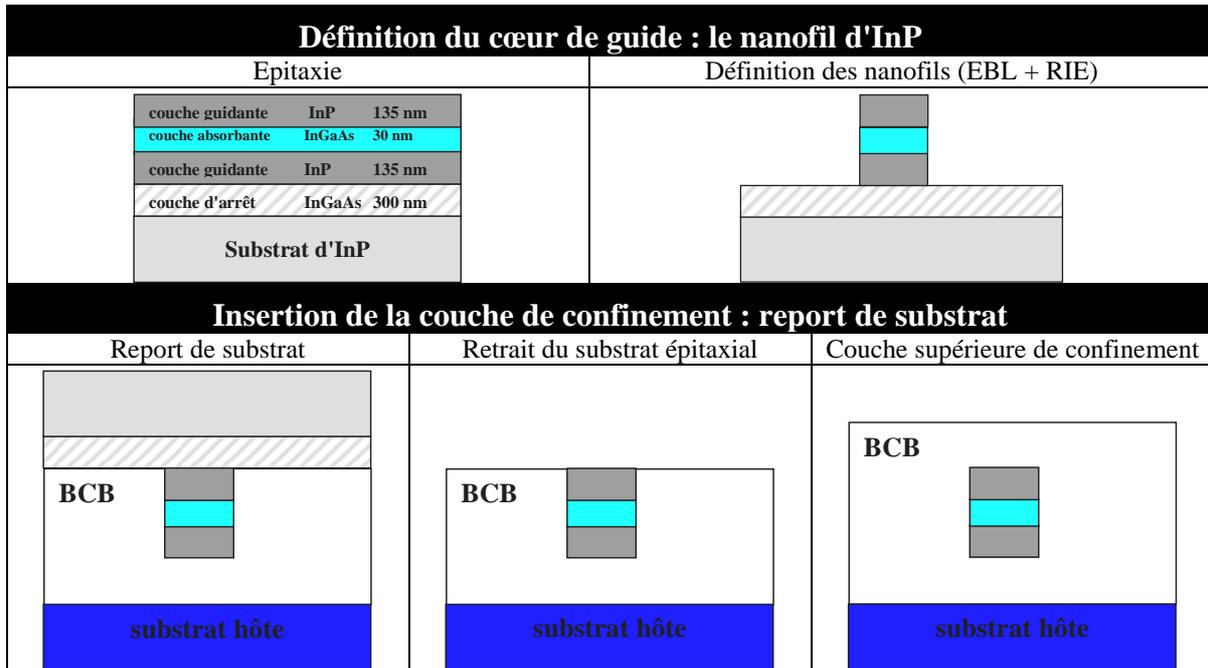


Figure IV.C-1 : procédé technologique utilisé pour la création de la structure à absorbant dans le nanofil

L'étape critique de ce procédé est la gravure RIE. En effet, la couche d'InGaAs, incluse au milieu de la couche d'InP, se grave moins vite, ce qui peut perturber le profil des guides. Nous utilisons les mêmes paramètres de gravure que pour les guides passifs ($\text{CH}_4(10 \text{ sccm})/\text{H}_2(80 \text{ sccm})/\text{Ar}(10 \text{ sccm})$, 250 W, 35 mTorr). Cette gravure donne des profils corrects (Figure IV.C-2) : les structures ainsi réalisées peuvent donc être caractérisées.

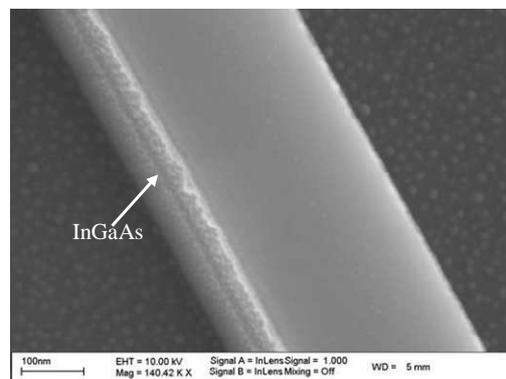


Figure IV.C-2 : structure à absorbant au sein du nanofil après gravure, la couche d'InGaAs est visible

IV.C.2. Absorbant sur le dessus du guide

La fabrication de la structure *b*, où l'absorbant est placé sur le guide, est plus délicate. En effet, il nous faut définir la longueur de l'absorbant. Nous proposons de le faire après le report de substrat, grâce au procédé technologique résumé Figure IV.C-3.

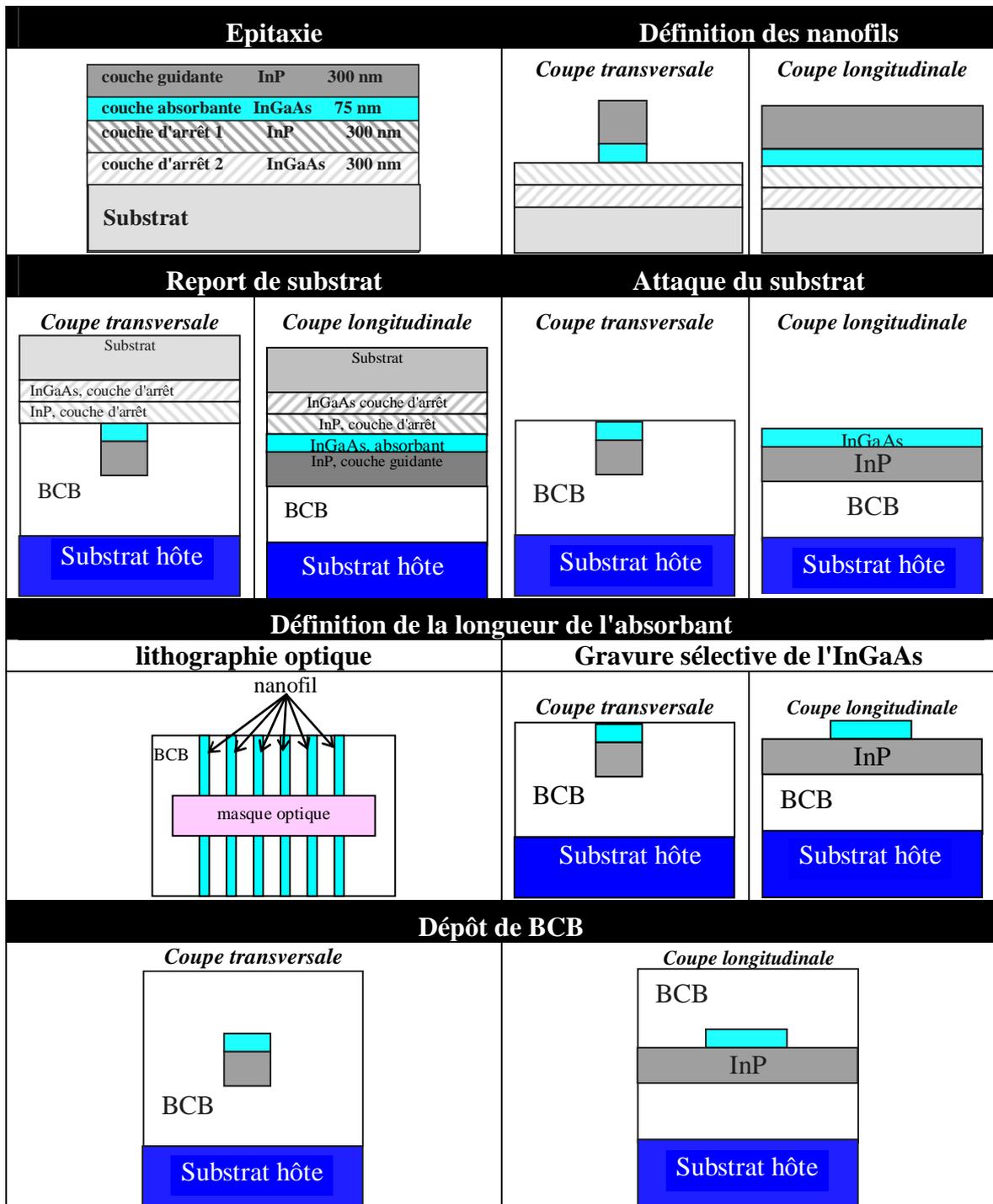


Figure IV.C-3 : procédé technologique envisagé pour la structure avec l'absorbant sur le dessus du guide

La couche d'absorbant est donc placée sous la couche guidante d'InP dans l'épitaxie. La gravure plus lente de l'InGaAs entraîne un élargissement de la largeur du nanofil au niveau

de cette couche (Figure IV.C-4). Cet élargissement ne concernant que la couche d'InGaAs, nous ne pensons pas qu'il puisse être dommageable aux caractéristiques de nos structures.

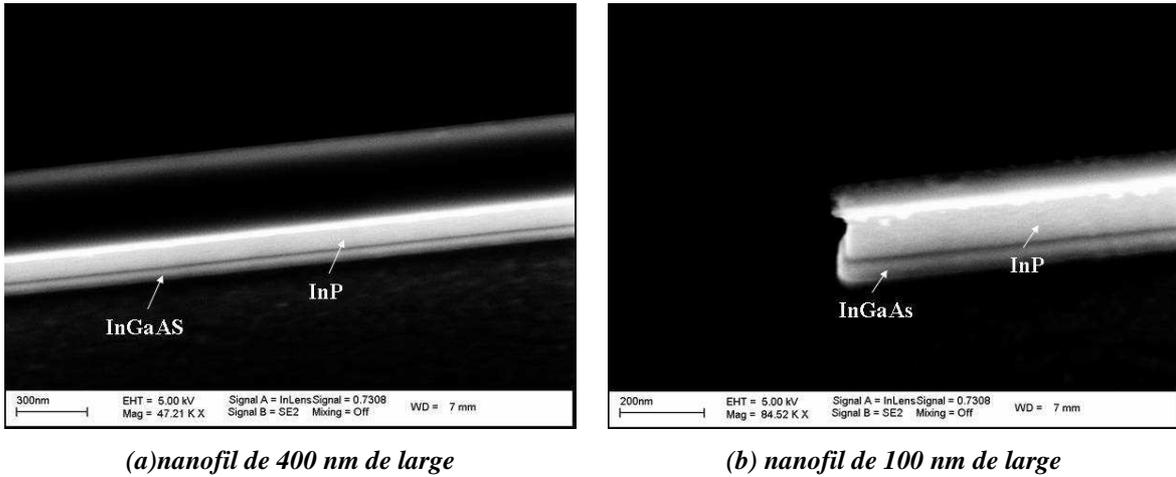


Figure IV.C-4 : profil de gravure lors de la création de la structure a, dans le cas d'un nanofil de 400 nm (a) et de 100 nm (b) de large. La surépaisseur au niveau de l'InGaAs est visible

Après le report de substrat suivi de la gravure du substrat épitaxial et des couches d'arrêt, il nous faut définir la longueur d'absorbant, ce qui est effectué par gravure sélective de la couche absorbante. Pour créer le masque de gravure, nous optons pour une lithographie optique afin de simplifier le processus d'alignement : le masque recouvre plusieurs guides (Figure IV.C-5).



Figure IV.C-5 : masque pour la gravure de l'absorbant créé par lithographie optique

Après la gravure sélective de l'InGaAs, il reste à finir le procédé technologique par un dépôt de BCB.

Malheureusement lors de la fabrication de ces structures, les extrémités de nombreux nanofils se sont décollées du BCB (Figure IV.C-6) et nous n'avons pas pu finir le procédé

technologique. Ce décollement reste encore inexpliqué.

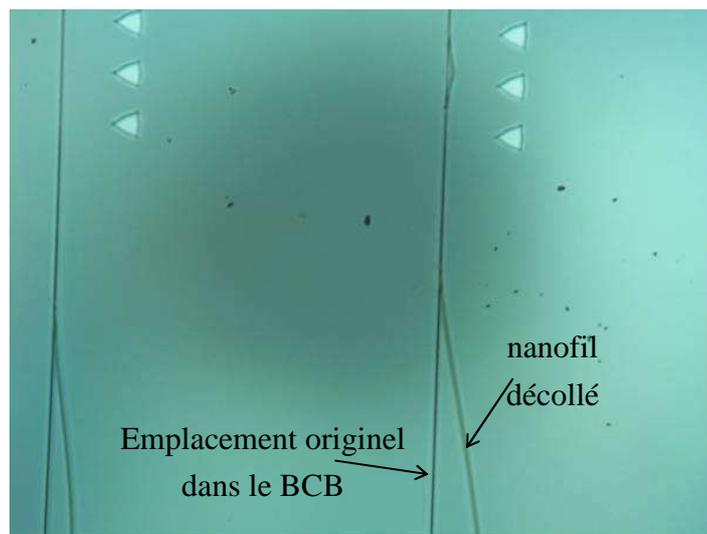


Figure IV.C-6 : nanofils sortis du BCB au niveau des extrémités du guide. La trace du nanofil est encore visible dans le BCB

Le paragraphe suivant s'intéresse donc à la caractérisation de la structure *a*, où l'absorbant est placé dans le nanofil d'InP.

IV.D. Caractérisation

Ce paragraphe est consacré à la caractérisation de la structure *a*, avec pour objectif de démontrer la possibilité de saturer l'absorption. Des guides droits de différentes longueurs (comprises entre 300 μm et 1,5 mm) et largeurs (100, 200, 300 et 400 nm), avec en leur sein 30 nm d'InGaAs non dopé, ont donc été fabriqués selon le processus défini Figure IV.C-1.

IV.D.1. Première expérience sur guide droit

Le but de ce paragraphe est d'étudier le comportement optique des nanofils d'InP comportant une couche absorbante en fonction de la puissance. Cependant, il nous faut dans un premier temps évaluer la réponse d'un guide droit sans absorbant. Cette expérience préliminaire permet de tester le dispositif expérimental utilisé et de détecter une éventuelle réponse non linéaire de nos nanofils d'InP.

Le signal à 1,55 μm issu du laser est amplifié par un EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifier) avant d'être injecté dans l'échantillon au moyen d'une fibre lentillée. Le signal de sortie est récupéré au moyen d'une fibre clivée et envoyé sur un détecteur (Figure IV.D-1).

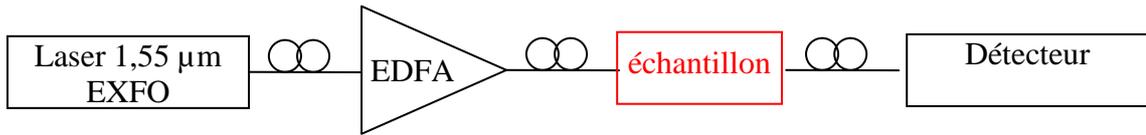


Figure IV.D-1 : dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation des structures à absorbant saturable

La Figure IV.D-2 présente la réponse de guides droits de différentes largeurs en fonction de la puissance d'entrée. Pour une puissance d'entrée inférieure à 7 mW, la puissance de sortie varie linéairement avec la puissance d'entrée. Pour des puissances supérieures, la puissance en sortie de guide sature, voire chute totalement.

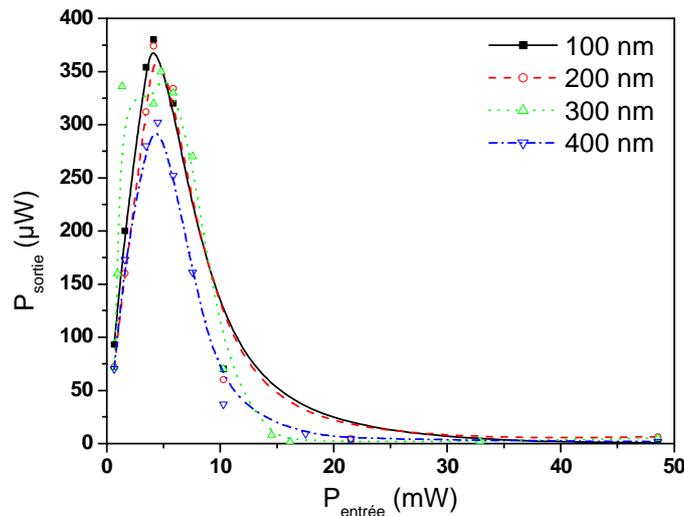


Figure IV.D-2 : puissance en sortie d'un guide droit en fonction de la puissance d'entrée. Les guides de 300 et 400 nm de large sont munis d'adaptateurs de mode en entrée et en sortie de guide

Nous pensons ce phénomène lié à une mauvaise injection. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons remplacé la fibre lentillée utilisée, classique avec un angle d'ouverture assez important (environ 45°), par une fibre lentillée de faible angle d'ouverture (< 20°). La Figure IV.D-3 permet de comparer les résultats obtenus avec ces deux fibres. La réponse obtenue avec la fibre à faible angle est linéaire, démontrant ainsi que la réponse obtenue Figure IV.D-2 est bien liée à la fibre d'entrée.

Nous utiliserons donc pour nos caractérisations la fibre à faible angle d'ouverture, même si le couplage avec les nanofils semble de moins bonne qualité (pente dans la zone linéaire plus importante avec la fibre classique qu'avec la fibre à faible angle d'ouverture).

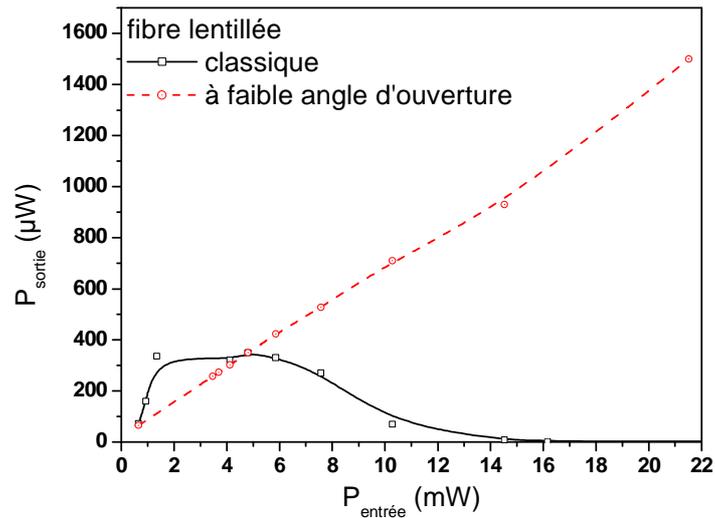


Figure IV.D-3 : puissance en sortie d'un nanofil de 300 nm de côté en fonction de la puissance d'entrée pour deux fibres lentillées différentes

Enfin, ces expériences ont mis en évidence une dégradation du BCB lorsque la puissance injectée est trop élevée. Le niveau de puissance pour laquelle cette dégradation intervient est fortement lié à la qualité de la face clivée à l'entrée du nanofil. Lorsque celle-ci est de bonne qualité, le BCB supporte la puissance maximale que l'ensemble laser + EDFA peut fournir soit 50 mW. Par contre, lorsque la face d'entrée est perturbée (par exemple, une poussière incorporée dans le BCB lors de la technologie), elle subit une dégradation (Figure IV.D-4) pour une puissance d'entrée de l'ordre de 20 mW. Ceci peut être un obstacle au développement de l'interrupteur. Cependant nous espérons d'une part saturer l'absorption avec une puissance réduite, conformément à nos estimations, et d'autre part, cette dégradation n'apparaît pas sur des guides dont la face d'entrée est de bonne qualité.

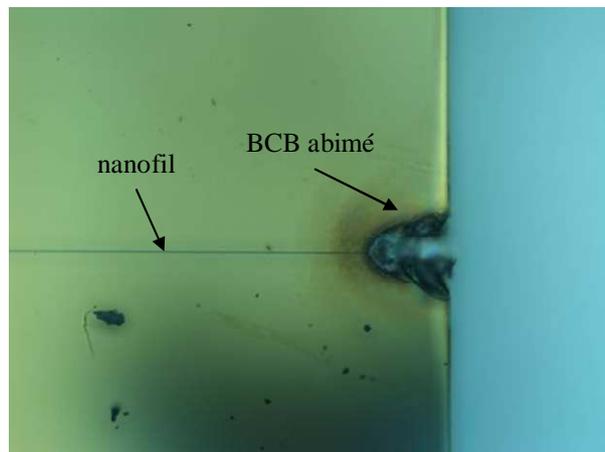


Figure IV.D-4 : effet d'une injection de forte puissance sur le BCB lorsque la face d'entrée est perturbée (poussière)

IV.D.2. Caractérisation de la structure à absorbant dans le nanofil

IV.D.2.1. Difficultés de caractérisation

La structure que nous étudions ici est un interrupteur optique fondé sur la saturation d'absorption. Par conséquent, sous faible puissance, l'interrupteur est ouvert et la puissance en sortie du dispositif est très faible. Il n'est donc pas possible d'effectuer l'alignement avec le signal de travail ; la caractérisation s'effectue par conséquent en deux étapes (Figure IV.D-5).

La première étape consiste à aligner les fibres d'entrée et de sortie avec l'échantillon en utilisant une diode laser à $1,74 \mu\text{m}$. A cette longueur d'onde, l'InGaAs n'absorbe plus le faisceau injecté et nous pouvons réaliser l'alignement des fibres d'entrée et de sortie avec le nanofil. En outre, le signal de sortie est envoyé sur un analyseur de spectre car la longueur d'onde $1,74 \mu\text{m}$ se situe hors de la bande passante de notre détecteur.

La seconde étape est l'étude du comportement de notre interrupteur en fonction de la puissance à $1,55 \mu\text{m}$. La diode laser est alors remplacée par un laser émettant à $1,55 \mu\text{m}$ couplé à un EDFA, ce qui permet d'atteindre une puissance à l'entrée de guide de l'ordre de 50 mW.

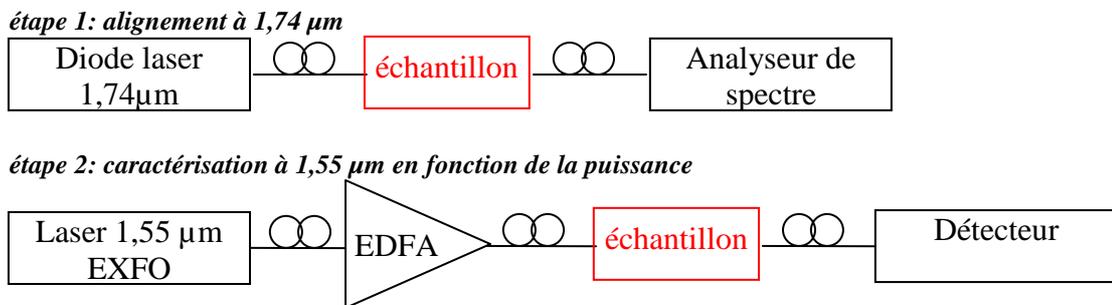


Figure IV.D-5 : étapes de la caractérisation des interrupteurs optiques sur nanofil d'InP dans le BCB

L'état OFF de l'interrupteur sous faible puissance pose d'autres problèmes pour la caractérisation. En effet, nous avons démontré, chapitre 2, l'existence d'une propagation parasite dans le BCB dont l'amplitude, comparativement au signal de sortie du nanofil, n'est ici plus négligeable. Le problème revient donc à détecter un signal de faible amplitude noyé dans un bruit environnant. Cette propagation parasite est atténuée par la présence du titane sur le substrat hôte que nous avons inséré lors de la fabrication des structures. Cependant, il apparaît que pour des longueurs trop faibles de guide ($< 1 \text{ mm}$), son effet est

limité, surtout sous forte puissance. Nous n'avons donc pas pu effectuer la caractérisation des guides de 300 et 500 μm de long. Par ailleurs cette propagation parasite est surtout effective en polarisation TE en entrée. Afin de démontrer la possibilité de saturer l'absorption, nous nous sommes donc consacrés à la caractérisation en polarisation TM de nos structures.

IV.D.2.2. Résultats des caractérisations

Notons tout d'abord que les expériences réalisées sur les guides de 300 et 400 nm de large n'ont pas permis de montrer la saturation d'absorption. En effet, lorsque ces guides sont trop courts, il est difficile de distinguer la lumière en sortie de guide du bruit environnant. Pour des guides plus longs (1 et 1,5 mm), nous ne sommes pas parvenus à saturer l'absorption : le volume d'absorbant est trop important. La propagation parasite nous oblige pourtant à travailler sur des guides assez longs : il nous faudra par la suite diminuer l'épaisseur d'InGaAs pour étudier les guides de 300 et 400 nm de large. Les guides utilisables pour la caractérisation étant environ trois fois plus grands que la longueur utilisée pour la simulation, nous pouvons espérer par la suite utiliser une couche d'absorbant de 10 nm d'épaisseur (voire moins). En outre, l'absorbant devient un puits quantique : la densité d'états devrait donc s'en trouver réduite et en conséquence, la puissance de contrôle également.

Nous présentons donc dans ce qui suit les résultats obtenus sur des guides de 100 nm et 200 nm

La Figure IV.D-6 présente la réponse d'un nanofil d'InP de 100 nm de large et 1 mm de long avec 30 nm d'InGaAs en son milieu reporté dans le BCB. La puissance en sortie de guide varie linéairement avec la puissance injectée. En effet, pour des nanofils de cette largeur, le mode optique est totalement déconfiné et n'interagit plus avec l'absorbant placé dans le cœur du guide. Tout se passe alors comme si l'absorbant n'était pas présent.

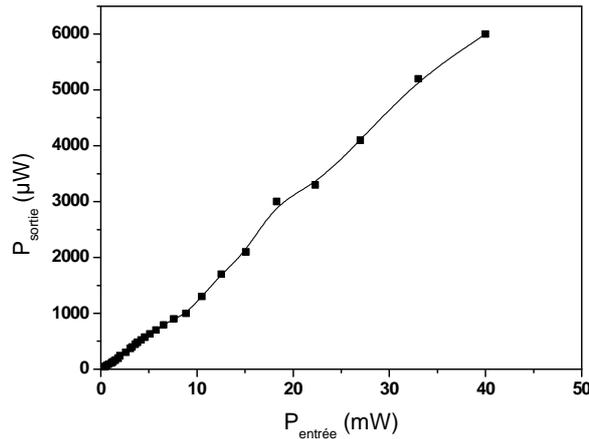


Figure IV.D-6 : réponse en fonction de la puissance d'entrée d'une structure à absorbant au cœur du guide réalisée sur la base d'un nanofil de 100 nm de large et de 1 mm de long

Il est envisageable de tirer parti de cette caractéristique des guides fortement déconfinés pour "raccourcir" la longueur apparente des interrupteurs sur guide de 300 et 400 nm en les munissant de guides d'accès à fort déconfinement (Figure IV.D-7). La longueur de la portion à fort déconfinement ne participerait alors pas à l'absorption et le volume d'absorbant qu'elle contient ne devrait par conséquent pas être saturé, réduisant d'autant la puissance de commande nécessaire.

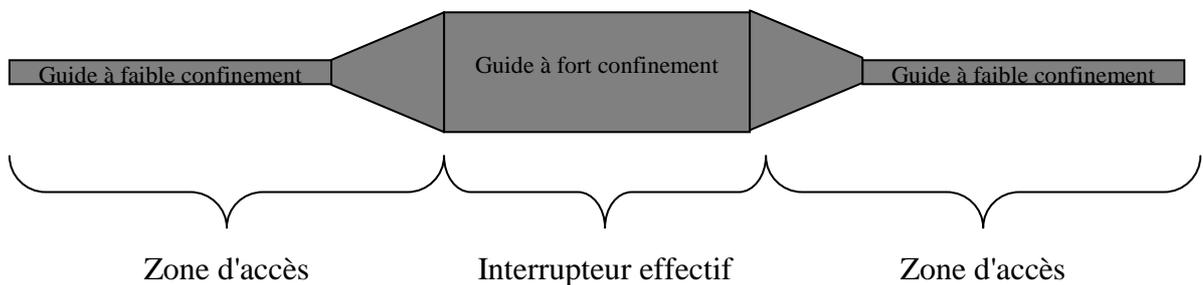
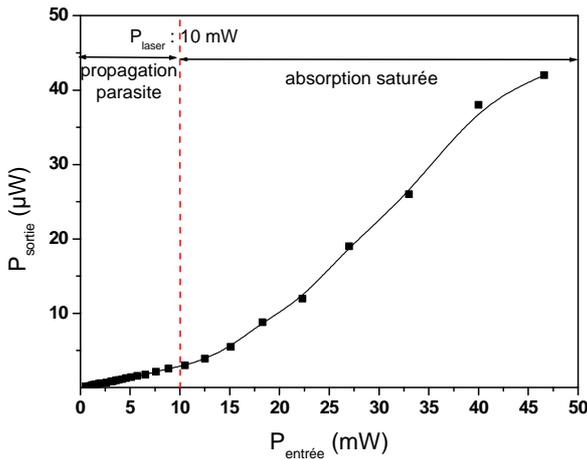
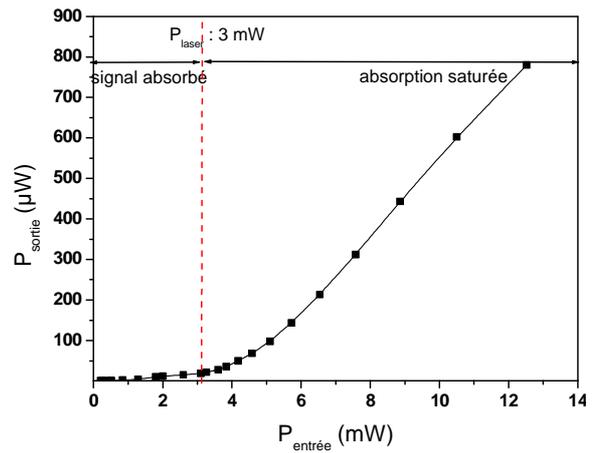


Figure IV.D-7 : structure envisageable pour réduire la longueur effective de l'interrupteur dans le cas où l'absorbant est au sein du nanofil. Dans les zones à faible confinement, il n'y a pas d'absorption

La Figure IV.D-8 présente la réponse des guides de 200 nm de large possédant (b) ou non (a) un adaptateur de mode à chaque extrémité. L'évolution de la puissance de sortie avec la puissance d'entrée correspond à ce que nous attendions, soit une saturation d'absorption : la puissance en sortie est assez faible jusqu'à un certain seuil (P_{seuil}) puis présente une variation linéaire avec la puissance d'entrée.



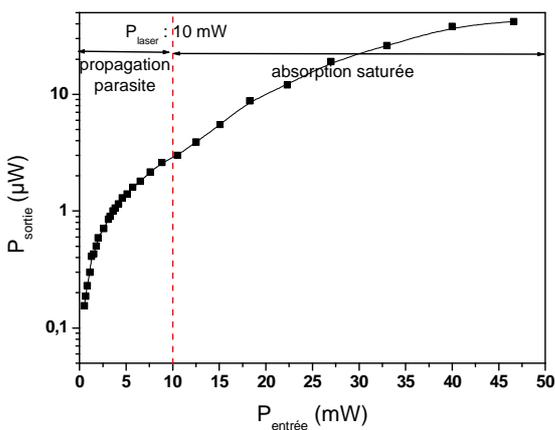
(a) guide de 200 nm sans adaptateur de mode



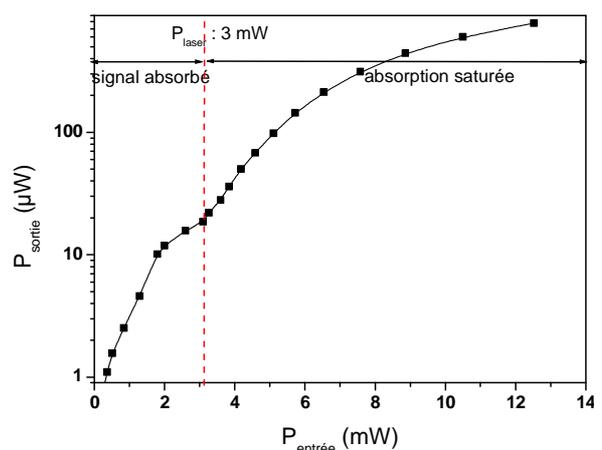
(b) guide de 200 nm avec adaptateur de mode

Figure IV.D-8 : puissance en sortie de la structure a en fonction de la puissance d'entrée pour des nanofils de 200 nm de large (sans (a) ou avec (b) adaptateur de mode) et de 1 mm de long

Pour des puissances d'entrée inférieures à P_{seuil} , la puissance de sortie devrait rester quasi nulle. Cependant, on observe une variation linéaire, très faible avec la puissance de sortie. Nous attribuons cette évolution à la propagation parasite dans le BCB qui est également récupérée par la fibre clivée en sortie. Cette variation linéaire rend la détermination précise de P_{seuil} mal aisée et conduit certainement à sa surévaluation. Afin de la déterminer avec plus de précision, nous représentons la puissance en sortie en fonction de la puissance en entrée avec une échelle logarithmique. Le changement de pente intervenant à P_{seuil} apparaît alors comme une cassure nette sur la courbe (Figure IV.D-9). Des puissances en sortie de laser de 10 mW et 3 mW ont ainsi été relevées pour saturer l'absorption respectivement pour la structure sans et avec adaptateur de mode.



(a) guide de 200 nm sans adaptateur de mode



(b) guide de 200 nm avec adaptateur de mode

Figure IV.D-9 : puissance en sortie de la structure a en fonction de la puissance d'entrée pour des nanofils de 200 nm de large (sans (a) ou avec (b) adaptateur de mode) et de 1 mm de long. Représentation en échelle logarithmique.

Cette différence de puissance seuil peut en partie s'expliquer par le comportement des guides fortement déconfinés. En effet, rappelons que l'adaptateur de mode est une pointe de faible largeur côté fibre (ici 80 nm) qui s'élargit progressivement (sur 90 μm) vers la largeur du guide (ici 200 nm). Sur la longueur de chaque adaptateur, il existe donc une zone à faible confinement où le faisceau optique n'est pas absorbé, raccourcissant ainsi la longueur effective d'absorbant à saturer. La réduction de la puissance seuil constatée lorsqu'il y a deux adaptateurs de mode montre la validité de la solution proposée Figure IV.D-7. Cependant, la différence (7 mW) apparaît trop importante pour que le déconfinement dans les adaptateurs en soit la seule explication. On peut également supposer un meilleur couplage dans le cas de la structure avec adaptateur, ce qui semble cependant paradoxal puisque le chapitre 2 a montré la faible efficacité des adaptateurs de mode pour les guides de 200 nm de large.

Afin d'évaluer la puissance nécessaire pour saturer un volume d'absorbant donné dans le cas d'un guide de 200 nm, nous avons relevé la puissance seuil sur un guide de 1 mm et de 1,5 mm. La différence de puissance s'élève à environ 2 mW pour une longueur d'absorbant supplémentaire de 500 μm (Figure IV.D-10).

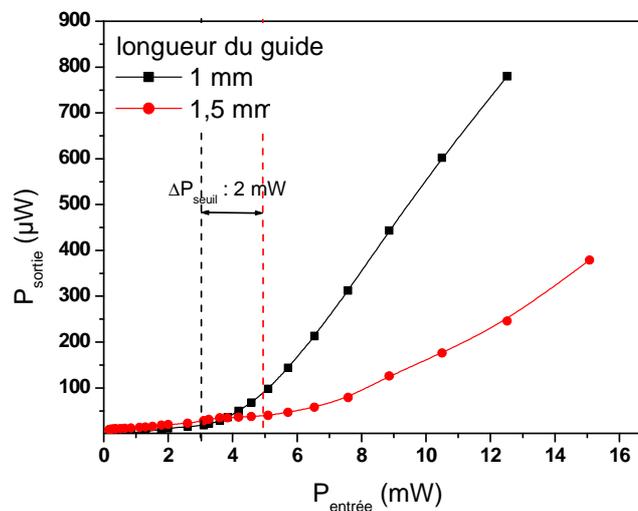


Figure IV.D-10 : réponse de la structure a, réalisée sur nanofil de 200 nm de 1 mm ou 1,5 mm de long

Compte tenu des pertes de couplage de la structure (10 dB au total, soit environ 5 dB à l'injection), la puissance de 2 mW en sortie de laser correspond à environ 0,63 mW injectée, ce qui correspond assez bien à la puissance évaluée paragraphe IV.B.2.3 (0,2 mW pour 400 μm , soit 0,25 mW pour 500 μm). La différence vient de l'efficacité de conversion : tous les photons ne donnent pas un électron, ce qui conduit à une puissance supérieure à celle prévue paragraphe IV.B.2.3. Dans le cas des guides 300 et 400 nm, on

peut s'attendre à une amélioration de cette efficacité, du fait de la densité de puissance élevée au sein des nanofils de cette taille, et donc à une diminution de la puissance nécessaire.

IV.E. Conclusion et perspectives

Ce chapitre s'intéressait à la fonctionnalisation des nanofils d'InP dans le BCB en vue de créer un interrupteur tout optique. Nous proposons d'utiliser la saturation d'absorption comme principe de base de notre interrupteur en insérant une couche absorbante (InGaAs) dans la structure du nanofil.

Deux structures ont ainsi été proposées, l'une où l'absorbant est placé au sein du nanofil (structure a), l'autre où l'absorbant est placé sur le dessus du nanofil (structure b).

Si la réalisation de la structure *b* est encore à effectuer, la caractérisation de la structure *a* sous puissance continue a permis de démontrer la possibilité de saturer l'absorption sur la base de nanofil de 200 nm de large avec une puissance relativement faible. Les guides de 300 et 400 nm de large n'ont pas pu être caractérisés, le volume d'absorbant à saturer étant trop important. Il serait par conséquent intéressant de réduire l'épaisseur d'absorbant.

Par ailleurs, la caractérisation a également montré l'absence d'absorption dans les guides fortement déconfinés. Cette propriété pourrait être utilisée pour diminuer la longueur effective et donc le volume d'absorbant à saturer dans le cas des guides de 300 et 400 nm de large pour la structure *a*.

Par la suite, il nous faudra quantifier le temps de vie des porteurs, qui commande la dynamique de l'interrupteur, dans ces deux structures. Cette caractérisation pourra être effectuée grâce à un laser femtoseconde émettant à 1,55 μm , dont nous venons de faire l'acquisition. En outre, afin de diminuer ce temps de vie, nous allons remplacer la couche absorbante par de l'InGaAs fortement dopé Be, afin d'obtenir des temps de vie subpicosecondes. La diminution de ces temps de vie pourrait entraîner une augmentation non négligeable de la puissance de commande ; il nous faudrait alors trouver un compromis entre dynamique (temps de vie), puissance de commande et coefficient d'extinction (ON/OFF) en jouant sur le dopage et l'épaisseur des couches d'InGaAs.

Bibliographie chapitre 4, dans l'ordre d'apparition

- [1] T.K.Liang, L.R.Nunes, T.Sakamoto, K.Sasagawa, T.Kawanishi, M.Tsuchiya, G.R.A.Priem, D.Van Thourhout, P.Dumon, R.Baets
Optics Express, Vol.13, No.19, p.7298-7303, 2005
Ultrafast all-optical switching by crossabsorption modulation in silicon wire waveguides
- [2] V.Van, T.A.Ibrahim, K.Ritter, P.P.Absil, F.G.Johnson, R.Grover, J.Goldhar, P.-T.Ho
IEEE Photonics Technology Letters, Vol.14, No.1, p. 74-76, 2002
All-Optical Nonlinear Switching in GaAs-AlGaAs Microring Resonators
- [3] S.F.Preble, Q.Xu, B.S.Schmidt, M.Lipson,
Optics Letters, Vol.30, No.21, p.2891-2893, 2005
Ultrafast all-optical modulation on a silicon chip
- [4] V.R. Almeida, Carlos A. Barrios, Roberto R. Panepucci, and Michal Lipson, Mark A. Foster, Dimitre G. Ouzounov, and Alexander L. Gaeta
Optics Letters, Vol.29, No.24, p.2867-2869, 2004
All-optical switching on a silicon chip
- [5] V.R.Almeida, C.A.Barrios, R.R.Panepucci, M.Lipson
Nature, Vol.431, p.1081-1084, 2004
All-optical control of light on a silicon chip
- [6] W.M. J.Green, M.J.Rooks, L.Sekaric, Y.A.Vlasov
Optics Express, Vol.15, No.25, p.17106-17113, 2007
Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator
- [7] A;Rostami, S.M.Mirebrahimi
13th IEEE International Conference on Communication, 2005
A proposal for fast optical switch using two-photon absorption coupled ring-resonator to MZI
- [8] T.Simoyama, H.Yoshida; J-i.Kasai; T.Mozume; A.V.Gopal; H.Ishikawa
Photonics Technology Letters, Vol.15, No.10, p.1363-1365, 2003
InGaAs-AlAs-AlAsSb coupled quantum well intersubband transition all-optical switch with low switching energy for OTDM systems
- [9] R.Akimoto, B.Li, K.Akita, T.Hasama
ECOC 2005, Vol.4, p.837-838, 2005
Ultrafast switching of intersubband saturable absorber in II-VI-based quantum well waveguides
- [10] R.K.Ahrenkiel, R.Ellingson, S.Johnston, M.Wanlass
Applied Physics Letters, Vol.72, No.26, p.3470, 1998
Recombination lifetime of In_{0.53}Ga_{0.47}As as a function of doping density

- [11] E.R.Brown, D.C.Driscoll, A.C.Gossard
Semiconductor Science and Technology, Vol.20, p.S199–S204, 2005
State-of-the-art in 1.55 μm ultrafast InGaAs photoconductors, and the use of signal-processing techniques to extract the photocarrier lifetime
- [12] A.Krotkus, J.-L.Coutaz
Semiconductor science and technology, Vol.20, No.7, pp.S142-S150, 2005
Non-stoichiometric semiconductor materials for terahertz optoelectronics applications
- [13] E.S.Harmon, M.R.Melloch, J.M.Woodall, D.D.Nolte, N.Otsuka, C.L.Chang
Applied Physics Letters, Vol.63, No.16, p.2248- 2250, 1993
Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs
- [14] N.Chimot, J.Mangency, L.Joulaud, P.Crozat, H.Bernas, K.Blary, J.F.Lampin
Applied Physics Letters, Vol.87, No.19, 193510, 2005
Terahertz radiation from heavy-ion-irradiated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photoconductive antenna excited at 1.55 μm
- [15] J.Mangency, L.Joulaud, P.Crozat, J.-M.Lourtioz, J.Decobert
Applied Physics Letters, Vol.83, No.26, p.5551-5553, 2003
Ultrafast response (~ 2.2 ps) of ion-irradiated InGaAs photoconductive switch at 1.55 μm
- [16] J.Mangency, L.Joulaud, J.Decobert, J.-M.Lourtioz, J.L.Perrossier, S.Cabaret, P.Crozat
Electronics Letters, Vol.39, No.8, p.681-682, 2003
Electrical properties of 1.55 μm sensitive ion-irradiated InGaAs with subpicosecond carrier lifetime
- [17] C.Carmody, H.H.Tan, C.Jagadish, A.Gaarder, S. Marcinkevicius
Applied Physics Letters, Vol.82, No.22, p.3913-3915, 2003
Ion-implanted $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ for ultrafast optoelectronic applications
- [18] D.Vignaud, J. F.Lampin, E.Lefebvre, M.Zaknoune, F.Mollot
Applied Physics Letters, Vol.80, No.22, p.4151-4153, 2002
Electron lifetime of heavily Be-doped $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ as a function of growth temperature and doping density
- [19] L.Qian, S.D.Benjamin, P.W.E.Smith, B.J.Robinson, D.A.Thompson
Applied Physics Letters, Vol.71, No.11, p.1513-1515, 1997
Subpicosecond carrier lifetime in beryllium-doped InGaAsP grown by He-plasma-assisted molecular beam epitaxy
- [20] L.Thery
Thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1992
La modulation de phase pour la commutation optique dans le système InP/GaInAsP

Conclusion et perspectives

L'objectif de ce travail était d'étudier les potentialités de la nanophotonique en vue de la réalisation de fonctions optoélectroniques hyperfréquences.

La condition nécessaire mais non suffisante pour espérer de telles fonctions est de valider une technologie et une filière qui permettent la réalisation de structures passives de bonne qualité, à savoir des pertes d'insertion et de propagation modérées. La filière silicium est à l'heure actuelle la plus mature de la nanophotonique, grâce au SOI. Cependant, en vue de la réalisation de ces fonctions actives, nous nous sommes intéressés à la filière III-V, et plus précisément à l'InP, afin de bénéficier d'effets électro-optiques plus importants. La démarche était donc de transcrire et d'adapter la structure du SOI au matériau III-V, c'est-à-dire un cœur en semiconducteur de taille nanométrique au sein d'une matrice de bas indice.

La faisabilité de guides passifs possédant une telle structure a été démontrée sur GaAs au cours des travaux de thèse de D.Lauvernier. La clef de voute de la technologie est un report de substrat par voie adhésive, qui permet d'introduire la couche de bas indice optique (du benzocyclobutène, BCB, $n = 1,53$ à $1,55 \mu\text{m}$) et, ainsi, garantit l'isolation optique du nanofil en matériau III-V du substrat hôte. Si les grands axes ont été définis au cours des travaux de thèse de D.Lauvernier, le changement de matériau pour l'InP a nécessité une nouvelle mise au point des différentes étapes technologiques. Les faibles dimensions du cœur du guide (épaisseur : 300 nm, largeur : entre 80 et 400 nm) rendent nos guides particulièrement sensibles aux variations de dimensions et nécessitent une précision extrême lors de la fabrication.

Les caractérisations menées au cours de ces travaux sur les nanofils d'InP insérés dans le BCB ont permis de valider la qualité du procédé technologique employé. Les caractéristiques de propagation obtenues se situent en effet à l'état de l'art international, avec des pertes de propagation inférieures au dB/mm dans le cas de nanofils de section carrée de 300 nm de côté dans le BCB, lorsque le report est réalisé avec titane. Par ailleurs, les pertes de couplage de ces guides à fort confinement ont été considérablement réduites grâce à l'optimisation d'un adaptateur de mode en forme d'entonnoir inversé (pertes de couplage totales (entrée et sortie) inférieures à 5 dB).

Les caractéristiques des guides passifs obtenues permettent donc d'envisager sereinement la réalisation de fonctions actives. Nous avons donc choisi d'étudier la faisabilité de deux fonctions optoélectroniques hyperfréquences : une fonction retard variable, fondée sur la lumière lente dans les réseaux de Bragg, et un interrupteur tout optique ultrarapide, fondé sur la saturation d'absorption.

La nanostructuration de nos nanofils d'InP a permis de démontrer la faisabilité de structures à bande interdite photonique, première étape indispensable pour la démonstration du retard hyperfréquence. Les caractéristiques, et notamment la longueur d'onde de Bragg, sont fortement dépendantes des dimensions de ces objets (pas du réseau, taille des dents) et impliquent une attention particulière lors de leur fabrication. Les dispositifs réalisés ont mis en évidence l'effet de Bragg par une caractérisation optique sous lumière blanche et leur analyse nous permet d'espérer l'obtention de retard de l'ordre de la nanoseconde pour des longueurs de réseau voisines du millimètre. Pour autant, ces prévisions restent à confirmer par la fabrication d'objets optimisés et par la mise en œuvre d'expériences adaptées, telles que la quantification du retard hyperfréquence en fonction de la longueur d'onde, ou encore l'injection de porteurs par voie optique (pompage à 980 nm) ou électrique (ajout d'électrodes).

Parallèlement, le phénomène de saturation d'absorption, base de l'interrupteur tout optique ultra rapide, a été démontré par l'insertion d'un absorbant (InGaAs) dans nos guides. Deux structures ont été fabriquées, l'une où l'absorbant est placé au sein de la couche guidante lors de la croissance des matériaux, et par conséquent technologiquement similaire aux nanofils simples, l'autre où l'absorbant est placé sur le nanofil, apportant ainsi une plus grande souplesse (taille et emplacement) pour la conception future de circuits intégrés photoniques. Des caractérisations optiques en continu de la première structure ont ainsi mis en évidence le phénomène de saturation d'absorption en fonction de la puissance injectée. L'étape suivante de ce travail sera l'étude du comportement dynamique de cette structure, mais nous savons d'ores et déjà que le caractère ultrarapide de l'interrupteur nécessitera le dopage de l'InGaAs pour en diminuer le temps de commutation grâce à la réduction du temps de vie des porteurs photo-induits. Dans le même temps, l'optimisation de l'épaisseur d'absorbant devra être menée pour garantir une puissance de commande raisonnable.

L'ensemble de ce travail a confirmé les potentialités des nanofils d'InP dans le BCB pour la réalisation de circuits nanophotoniques et a démontré les bases physiques des

fonctions optoélectroniques hyperfréquences envisagées, laissant ainsi espérer qu'elles soient accessibles. Ce travail se poursuivra dans le cadre de la PREI *Nanoguides pour la réalisation de fonctions hyperfréquences* et du contrat Eurofinder *ARAMOS* par la fabrication et la caractérisation de ces fonctions.

Annexe A : pertes liées à une métallisation

La réalisation de fonctions actives implique souvent le dépôt d'électrodes sur la structure afin d'y injecter des porteurs. Cependant, les métaux ont, aux longueurs d'onde de travail, un coefficient d'absorption non négligeable. Placées sur un nanofil, dans lequel la propagation est extrêmement sensible à toute variation de dimension ou d'indice, les électrodes risquent d'entraîner des pertes importantes dans nos guides.

Nous avons étudié l'effet d'un dépôt de métal sur un nanofil d'InP de section carrée de 300 nm de côté à la longueur d'onde de travail (1,55 μm). Cette simulation a été réalisée au moyen de la BPM3D conçue au sein de l'équipe en polarisation TE.

Nous nous sommes concentrés sur trois métaux couramment utilisés en microélectronique pour réaliser des contacts ohmiques : l'or, le platine et le titane, dont les indices optiques sont rappelés Tableau A-1. Les métaux présentent un indice de réfraction complexe pour prendre en compte l'absorption qu'ils introduisent.

Matériau	InP	BCB	Au	Pt	Ti
Indice à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$	3,17	1,55	0,8 – j.10,2	4,04 – j.3,82	5,31 – j.7,04

Tableau A-1 : indices de réfraction utilisés pour la simulation

La Figure A-1 permet de visualiser l'atténuation du signal, au cours de la propagation, liée à la présence d'une électrode de 100 μm de long et de 40 nm d'épaisseur, en or (a) platine (b) ou titane (c), placée sur le dessus du guide.

Les niveaux de pertes induits par le titane et le platine sont beaucoup plus importants que dans le cas d'une électrode en or, et ce, dès les premiers microns de propagation sous le métal. En effet, si leur coefficient d'absorption est moins élevé que celui de l'or, leur indice est supérieur à celui de l'InP. De fait, alors que l'or aura tendance à réfléchir le faisceau, les deux autres métaux auront tendance à l'attirer, augmentant ainsi les pertes.

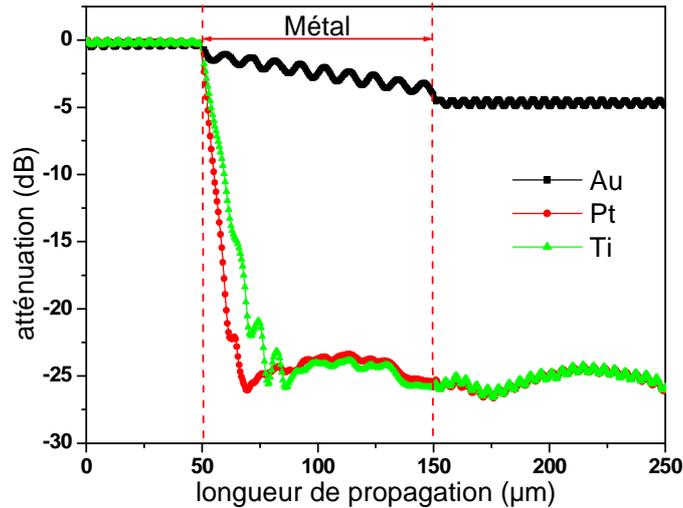
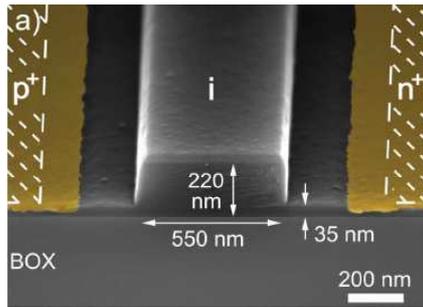


Figure A-1 : atténuation du signal au cours de la propagation d'un faisceau lumineux dans un nanofil d'InP inséré dans le BCB et sur lequel est placée une électrode en or (a), en platine (b), en Titane (c) de 100 μm de long et de 40 nm d'épaisseur

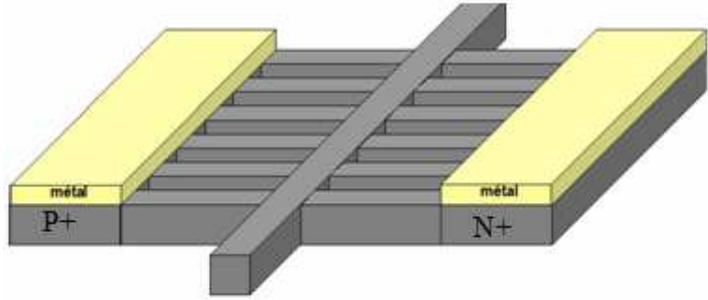
L'or semble donc le métal le mieux adapté à la réalisation de contact sur les nanofils d'InP, avec une atténuation du signal liée au métal de l'ordre de 5 dB. Cependant, ce niveau de pertes dues à la métallisation n'est pas acceptable dans le contexte de notre travail (pertes de couplage : 4 dB, pertes de propagation : 1 dB/mm \Rightarrow 6 dB pour une structure de 2 mm de long \Rightarrow une électrode double quasiment les pertes), d'autant que le passage à l'actif implique non pas une, mais deux électrodes.

Il apparaît alors nécessaire d'**éloigner les électrodes du nanofil d'InP**. La solution la plus immédiate est d'introduire une couche de semiconducteur d'indice inférieur à celui constitutif du nanofil entre ce dernier et le métal. Cependant, une surépaisseur peut entraîner d'une part des pertes par discontinuité, et d'autre part le passage à une propagation multimode.

L'autre solution est d'éloigner latéralement les électrodes. Cette solution a été adoptée notamment par W.M.J.Green *et al.* [1] (Figure C-2 (a)) pour la réalisation d'un modulateur optique sur SOI, et nous comptons l'adopter pour la création de retards variables dans des réseaux de Bragg sur nanofils d'InP (Figure C-2 (b)).



(a) modulateur en SOI [1]



(b) structure envisagée pour la création de retards variables sur nanofil d'InP

Figure C-2 : exemples de structures où les électrodes sont décalées latéralement par rapport à la structure guidante

Bibliographie

- [1] W.M. J.Green, M.J.Rooks, L.Sekaric, Y.A.Vlasov
Optics Express, Vol.15, No.25, p.17106-17113, 2007
Ultra-compact, low RF power, 10 Gb/s silicon Mach-Zehnder modulator

Annexe B: réseaux de Bragg, théorie des modes couplés et retard de groupe [1,2,3,4]

B.I. Equation de couplage

La théorie des modes couplés considère le réseau comme une petite perturbation périodique présente sur un guide d'onde. Cette perturbation est à l'origine d'un couplage entre les modes de propagation aller (notés +) et retour (notés -) se propageant dans le guide non perturbé.

Il est alors possible de décrire les champs électromagnétiques de la structure complète sous la forme d'une combinaison linéaire des modes du guide non perturbé:

$$\begin{aligned}\vec{E}(x, y, z) &= a_+(z) \cdot \vec{e}_+(x, y) + a_-(z) \cdot \vec{e}_-(x, y) \\ \vec{H}(x, y, z) &= a_+(z) \cdot \vec{h}_+(x, y) + a_-(z) \cdot \vec{h}_-(x, y)\end{aligned}\quad \text{eq. B-1}$$

où $\vec{e}_\pm(x, y)$ et $\vec{h}_\pm(x, y)$ représentent les modes (aller et retour) du guide non perturbé à la fréquence optique considérée et $a_\pm(z)$ l'amplitude des modes aller et retour.

Le but de la théorie des modes couplés est de remplacer les équations de Maxwell satisfaites par \vec{E} et \vec{H} par une paire d'équations différentielles couplées qui décrit l'évolution de $a_\pm(z)$.

En l'absence de réseau, la propagation de la lumière dans le guide d'onde non perturbé peut-être décrite par une paire d'équations différentielles qui traduit l'évolution de l'amplitude des modes aller et retour, et dont la solution est une paire d'équations indépendantes :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial z} a_+(z) &= +i\beta a_+(z) \\ \frac{\partial}{\partial z} a_-(z) &= -i\beta a_-(z)\end{aligned}\quad \text{eq. B-2}$$

où β est la constante de propagation

L'introduction d'une perturbation périodique (le réseau), implique un couplage entre les modes aller et les modes retour. Aussi, si l'on considère le réseau comme un réflecteur distribué, caractérisé par son coefficient de couplage κ (qui traduit la quantité de puissance

transmise du mode aller vers le mode retour), l'effet du réseau de Bragg se traduit par :

$$\begin{cases} \frac{\partial a_+(z)}{\partial z} = +i\beta a_+(z) + \underbrace{\kappa a_-(z) \cdot e^{i2\beta_B z}}_{\text{Effet Bragg}} \\ \frac{\partial a_-(z)}{\partial z} = -i\beta a_-(z) + \underbrace{\kappa a_+(z) \cdot e^{-i2\beta_B z}}_{\text{Effet Bragg}} \end{cases} \quad \text{eq. B-3}$$

avec β la constante de propagation, β_B la constante de propagation à la longueur d'onde de Bragg. Nous noterons dans ce qui suit $\Delta\beta = \beta - \beta_B$ la variation de la constante de propagation.

L'introduction des fonctions enveloppes A et B respectivement de a_+ et a_- , de variations lentes selon l'axe z de propagation permet de simplifier l'eq.B-3 par :

$$\begin{cases} a_+(z) = B(z) \cdot e^{i\beta_B z} \\ a_-(z) = A(z) \cdot e^{-i\beta_B z} \end{cases} \rightarrow \begin{cases} \frac{\partial B(z)}{\partial z} = +i \cdot \Delta\beta \cdot B(z) + \underbrace{\kappa A(z)}_{\text{Effet Bragg}} \\ \frac{\partial A(z)}{\partial z} = -i \cdot \Delta\beta \cdot A(z) + \underbrace{\kappa B(z)}_{\text{Effet Bragg}} \end{cases} \quad \text{eq. B-4}$$

La Figure B-1 représente l'évolution des fonctions enveloppes A et B des champs réfléchi et incident, en mode contrapropagatif selon l'axe z , pour un guide présentant une perturbation périodique entre $z=0$ et $z=L$, d'épaisseur d .

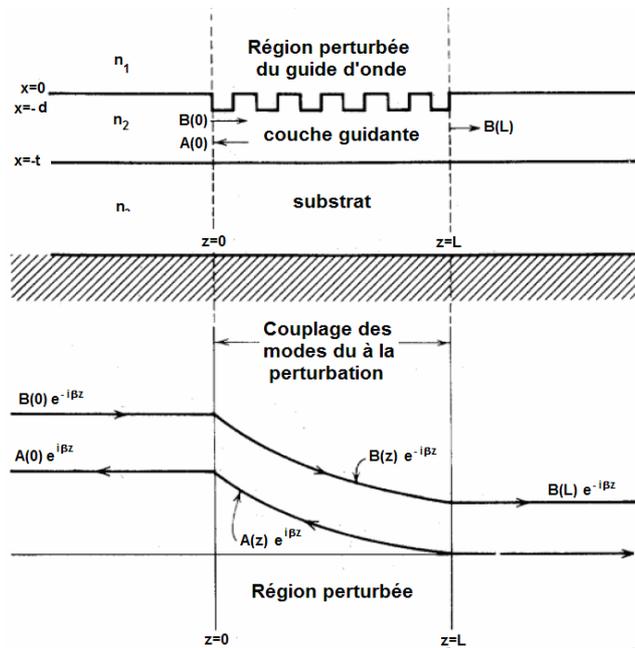


Figure B-1: section perturbée du guide d'onde considéré (haut) et évolution des enveloppes des champs incident (B) et réfléchi (A) (bas)

B.II. Réflectivité et phase

Dans la section perturbée, le champ transmis $B(z).e^{-i\beta z}$ diminue au profit du champ réfléchi $A(z).e^{i\beta z}$ du fait du couplage introduit par le réseau.

En considérant les conditions aux limites à $z=0$ et $z=L$, on obtient le coefficient de réflexion du réseau :

$$r(\Delta) = \frac{A(0)}{B(0)} = \frac{-\sinh(S \cdot L)}{(S/\kappa) \cdot \cosh(S \cdot L) - i \cdot \Delta \cdot \sinh(S \cdot L)} \quad \text{eq. B-5}$$

avec $\Delta = \Delta\beta/\kappa$ la déviation normalisée par rapport à la fréquence de Bragg et $S = \kappa.(1-\Delta^2)^{1/2}$. On définit également $T = iS$.

On peut ainsi obtenir le module $R(\Delta)$ et la phase $\phi(\Delta)$ de la réflectivité du réseau en fonction de la valeur de Δ :

- Dans la bande interdite : $|\Delta| < 1$

$$\left\{ \begin{array}{l} R|_{BI}(\Delta) = |r(\Delta)|^2 = \frac{\kappa^2 \cdot \sinh^2(SL)}{S^2 \cosh^2(SL) + \Delta^2 \kappa^2 \sinh^2(SL)} \\ \phi|_{BI}(\Delta) = \tan^{-1}\left(\frac{\Delta \cdot \kappa}{S} \cdot \tanh(SL)\right) \end{array} \right. \quad \text{eq. B-6}$$

- Hors de la bande interdite : $|\Delta| > 1$

$$\left\{ \begin{array}{l} R|_{HBI}(\Delta) = |r(\Delta)|^2 = \frac{\sin(TL)}{\Delta^2 - \cos^2(TL)} \\ \phi|_{HBI}(\Delta) = \tan^{-1}\left(\frac{\Delta \cdot \kappa}{T} \cdot \tanh(TL)\right) \end{array} \right. \quad \text{eq. B-7}$$

B.III. Calcul du retard

Le retard de groupe est défini par :

$$\tau_g = \frac{\partial \phi}{\partial \omega} = \frac{\partial \phi}{\partial \Delta} \cdot \frac{\partial \Delta}{\partial \omega} \quad [ps] \quad \text{eq. B-8}$$

A partir des eq.C-6 et 7, on obtient donc l'expression du retard en fonction de D, dans la bande interdite ($\tau_g|_{BI}$) et hors de la bande interdite ($\tau_g|_{HBI}$) :

$$\begin{aligned}\tau_g|_{BI} &= \tau_0 \cdot \frac{\Delta^2 - \sinh(SL) \cdot \cosh(SL) / SL}{\Delta^2 - \cosh^2(SL)} \\ \tau_g|_{HBI} &= \tau_0 \cdot \frac{\Delta^2 - \sin(TL) \cdot \cos(TL) / TL}{\Delta^2 - \cos^2(TL)}\end{aligned}\quad \text{eq. B-9}$$

avec $\tau_0=L.n_g/c$, le retard hors bande interdite, équivalent au retard dans un guide droit sans réseau, ($n_g=2,6$ pour un guide de 300 nm en TM, déterminé expérimentalement dans le chapitre 2).

Bibliographie

- [1] S.Garidel
Thèse, Université des Sciences et Technologie de Lille, IEMN 2004
Fabrication de Réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique : application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière InP
- [2] M.Kaba
Rapport d'état d'avancement, juillet 2006
Nouvelles Fonctions Hyperfréquences basées sur les Technologies Optoélectroniques
- [3] F.Ouellette
Applied Optics, Vol.29, No.32, p.4826-4829, 1990
Limits of chirped pulse compression with an unchirped Bragg grating filter
- [4] A.Yariv, M. Nakamura
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.QE-13, No.4, p. 233-253, 1977
Periodic Structures for Integrated Optics

Liste des publications et communications liées à ce travail

Articles dans une revue internationale avec comité de lecture - Papiers réguliers

M. Carette, J.-P. Vilcot, D. Bernard, D. Decoster,
InP/Benzocyclobutene Optical Nanowires
Electronics Letters, Vol. 44, No.15, p.902, 2008

Articles dans une revue internationale avec comité de lecture - Conférences

D.Decoster, **M.Carette**, M.Lesecq, D.Lauvernier, M.Zegaoui, D.Bernard, J.-P.Vilcot, J. Chazelas
Optical nanowires for microwave applications
4th International Conf. on Materials for Advanced Technologies, ICMAT 2007, **conference invitee**
Semiconductor Photonics : Nano-Structured Materials and Devices, Vol 31, p.230 (2008)

M.Carette, D.Lauvernier, J.-P.Vilcot, D.Bernard, D.Decoster
Demonstration of III-V semiconductor/benzocyclobutene optical nanowires and nanotapers
210th Meeting of The Electrochemical Society, Cancun, 2006
Trans. Electrochem. Soc, 3, 39, p.31 (2007)

M.Carette, D.Lauvernier, J.-P.Vilcot, D.Bernard, D.Decoster
Simple technological process for the fabrication of optical III-V nanowires integrated into a benzocyclobutene matrix
210th Meeting of The Electrochemical Society, Cancun, 2006
Trans. Electrochem. Soc., 3, 6, 2006, p.305 (2006)

Communications internationales avec actes

M.Carette, D.Lauvernier, M.Zegaoui, J.Chazelas, J.-P.Vilcot, D.Bernard, D.Decoster
Fabrication and characterization of high index contrast optical nanowires in III-V semiconductor/benzocyclobutene
32nd European Conference on Optical Communication, ECOC 2006, Cannes, p.217-218 (2006)

Communications nationales avec actes

M.Carette, D.Lauvernier,
Propriétés et applications de nanofils optiques à fort contraste d'indice en semiconducteur III-V enrobés dans du polymère
10ème Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique, Lille, CD-ROM (2007)

M.Carette, D.Lauvernier, M.Zegaoui, D.Bernard, D.Decoster
Fabrication et caractérisation de nanofils optiques à fort contraste d'indice en semiconducteur III-V/Benzocyclobutène
11èmes Journées Nano-Microélectronique et Optoélectronique, JNMO 2006, Aussois, p.73 (2006)

M.Carette, D.Lauvernier
Fabrication de nanofils optiques à fort contraste d'indice en semiconducteur III-V (GaAs ou InP)/Benzocyclobutène(BCB)
9èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique, Rennes, CD-ROM (2006)

Autres communications

M. Carette, D. Bernard, J.P. Vilcot, D. Decoster

Simple technological process for the fabrication of optical InP nanowires integrated into a benzocyclobutene matrix

Journées Nationales sur les Technologies Emergentes en Micro-nanofabrication, JNTE08, Toulouse (2008)

M.Carette, D.Lauvernier, J.-P.Vilcot, D.Bernard, D.Decoster

Fabrication et caractérisation de nanofils optiques à fort contraste d'indice en semiconducteur III-V/Benzocyclobutène

6ème colloque international TELECOM'2007 & 5èmes JFMMA (2007)

M.Carette, D.Lauvernier, M.G.Duranel, S.Garidel, D.Bernard, J.-P.Vilcot, D.Decoster,

Nanofils optiques en semiconducteur III-V enrobés dans du benzocyclobutène : fabrication, propriétés et application

25èmes Journées Nationales d'Optique Guidée, JNOG06, Metz (2006)

M.Carette, D.Lauvernier, J.-P.Vilcot, D.Bernard, D.Decoster

Wafer bonding process for III-V nanowires in BCB high index contrast waveguides

WAPITI/PICMOS Workshop on III/V photonic components 3 dimensional integration, Halle (2006)

Etude des propriétés remarquables de nanofils optiques InP/polymère en vue de la réalisation de fonctions optoélectroniques hyperfréquences

L'objectif de cette étude est l'évaluation des potentialités de la nanophotonique à fort contraste d'indice pour la réalisation de deux fonctions optoélectroniques hyperfréquences : une fonction retard variable et un interrupteur tout optique ultrarapide. Nous proposons l'utilisation de nanofils d'InP insérés dans une matrice de faible indice optique en benzocyclobutène par report de substrat. Cette structure bénéficie des propriétés des matériaux III-V pour la réalisation de fonctions actives.

La réalisation d'une telle structure passe par l'optimisation d'un procédé technologique de haute résolution, pour palier la forte sensibilité des nanofils à toute variation de taille. La qualité de la technologie employée a été démontrée par la caractérisation optique de nos structures, avec la mise en évidence de pertes de propagation inférieures à 10 dB/cm et d'une réduction importante des pertes de couplage.

Les caractéristiques ainsi obtenues font des nanofils d'InP dans le BCB une structure de qualité pour la réalisation de fonctions actives et nous permettent d'étudier les phénomènes physiques à l'origine des fonctions envisagées.

Ainsi, la faisabilité de réseaux de Bragg sur nanofil d'InP dans le BCB a pu être mise en évidence et leur potentialité pour la création de retards hyperfréquences liés au phénomène de lumière lente a été évaluée à environ 1 ns pour des réseaux de 1 mm de long.

Par ailleurs, le phénomène de saturation d'absorption a également été démontré et permettra la création d'un interrupteur tout optique. En outre, des pistes ont été proposées pour assurer le caractère ultrarapide et en diminuer la puissance de commande.

Mots clefs : photonique, guides d'ondes optiques, optique intégrée, phosphore d'indium, report de substrat, dispositifs à microondes, modulateurs de lumière, ondes lentes

Study of outstanding properties of InP/BCB optical nanowires for the fabrication of microwave-photonic functions

This work gives an insight into the possible application of high index contrast based nanophotonics to process microwave - photonic functions such as a tunable time delay and an all-optical ultrafast switching. InP embedded in a low optical index matrix (benzocyclobutene) by wafer bonding is considered for this purpose to take benefit of III-V material electro-optical properties.

High resolution technological process is required due to the high sensitivity of the nanowires to any change in their size. The optical characterisation proved the quality of the process, through the highlighting of state-of-the-art propagation loss (less than 10 dB/cm) and strong decrease of coupling loss.

Such good propagation characteristics allow us to use the InP/BCB nanowires as a first step for active functions and to study physical phenomena they are based on.

So, Bragg gratings on InP/BCB nanowires were processed and characterized successfully. Slow light phenomenon at the band edge of such structures should allow 1 ns microwave delay for a 1mm long grating.

In addition, absorption-saturation was demonstrated opening the way to an all-optical switch. Furthermore, propositions are made towards ultrafast and low power devices.

Key words: photonics, optical waveguides, integrated optics, InP, wafer bonding, microwave devices, optical switch, slow light