



**PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS LES
NANOSTRUCTURES ET CRISTAUX
PHOTONIQUES PLANAIRES ASSOCIÉS AUX
GUIDES D'ONDE : FABRICATION ET
CARACTÉRISATION.**

Frédéric Lacour

► **To cite this version:**

Frédéric Lacour. PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS LES NANOSTRUCTURES ET CRISTAUX PHOTONIQUES PLANAIRES ASSOCIÉS AUX GUIDES D'ONDE : FABRICATION ET CARACTÉRISATION.. Optique [physics.optics]. Université de Franche-Comté, 2005. Français. <tel-00934473>

HAL Id: tel-00934473

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00934473>

Submitted on 22 Jan 2014

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

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

THÈSE

présentée à

L'U.F.R. DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

pour obtenir le

**GRADE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ**

Spécialité Sciences Pour l'Ingénieur

**PROPAGATION DE LA LUMIÈRE DANS LES
NANOSTRUCTURES ET CRISTAUX PHOTONIQUES
PLANAIRE ASSOCIÉS AUX GUIDES D'ONDE :
FABRICATION ET CARACTÉRISATION.**

par

Frédéric LACOUR

Soutenue le 22 Février 2005 devant la Commission d'Examen :

Président	Mr D. VAN LABEKE	Professeur à l'Université de Franche-Comté, Besançon.
Rapporteurs	Mme F. de FORNEL Mr R. BACHELOT	Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, Dijon. Professeur à l'Université Technologique de Troyes.
Examineurs	Mme M.-P. BERNAL Mr M. SPAJER	Chargée de Recherche CNRS à l'Université de Franche-Comté, Besançon. Ingénieur de Recherche à l'Université de Franche-Comté, Besançon.

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein de l'équipe de Nano-Optique et Champ Proche du Département d'Optique P.M. Duffieux de Besançon (UMR-6174) de l'Institut FEMTO-ST. Je remercie le directeur du laboratoire D. Van Labeke pour son accueil et son soutien.

J'exprime ma reconnaissance aux personnes qui ont eu la gentillesse de faire partie de mon jury de thèse. Merci tout d'abord à Monsieur Daniel Van Labeke, Professeur à l'Université de Franche-Comté, pour l'avoir présidé. Un grand merci à Madame Frédérique de Fornel, Directeur de Recherche CNRS au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne, Dijon et Monsieur Renaud Bachelot, Professeur à l'Université Technologique de Troyes, pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit. Je remercie également Monsieur Michel Spajer, Ingénieur de Recherche au CNRS, pour avoir dirigé mes travaux, pour les nombreuses discussions enrichissantes, scientifiques ou autres, pour sa disponibilité, sa patience et sa confiance. Je tiens aussi à exprimer ma reconnaissance à Maria Pilar Bernal, chargée de Recherche et membre de mon jury de thèse, et à Nadège Bodin-Courjal, maître de conférence à l'Université de Franche-Comté, qui m'ont permis d'amener mon travail à un autre niveau, de par notre collaboration sur le niobate de lithium et grâce à leurs nombreux conseils.

Merci à ceux qui ont su m'apporter une aide "technique", notamment Denis pour qui rien n'est impossible. Merci aussi aux techniciens de la salle blanche de FEMTO-ST pour leur disponibilité et leur soutien ainsi que Éloïse Devaux de l'INIST à Strasbourg pour son efficacité.

D'un point de vue "enseignement", merci à Fabrice, à Nadia, à Fadi, à Pierre Joubert et tous les autres enseignants que j'ai pu côtoyer au cours des années de monitorat et d'ATER

Que soient bénis tous mes "collègues" successifs (non, je ne fais pas de crise mystique!). D'abord merci à Andréi Sabac pour nos collaborations professionnelles et

extra-professionnelles (j'ai toujours du mal à digérer la tsuica). Merci à l'ancienne génération de la JBTF (Joyeuse Bande des Thésards en Fête) de m'avoir accueilli dans leur cercle et ce, depuis le DEA. Merci à Jérôme "Gégé", David, Nico, Jérôme "JC"... et bien sûr à Anthony "Marty", mon ami de 15 ans, de m'y avoir introduit (pas de pensées mal placées...). Je reste très admiratif de ceux qui ont eu le courage de partager un bureau avec moi et d'avoir eu ainsi la chance immense de partager mes désillusions, mes réussites et mes coups de colère. Merci donc à Christophe dit "Le Tof du 70", Dominique, Miguel (il est bon, ton travail, gringo...) et plus récemment Audrey (je te souhaite plein de bonheur). Chaque thésard a eu à un moment une place très enrichissante dans ma vie de labo, je pense à Min, à Laurent, à Gilles, à Michal, à Thierry, à Ignaccio, à Nestor, à Yves, à Alex, à Matthieu et tous les autres... J'espère que la vie ne nous mènera pas trop loin les uns des autres.

Pour ne pas exploser dans les moments difficiles, j'ai eu la chance de pouvoir compter sur des personnes exceptionnelles qui ont su me changer les idées en dehors du labo. Merci donc à Flo (t'es la meilleure!), à Marion, à Davy, à Stéphane, à Thib, à Florent, à Olivier, à Thomas, à Caro et son Florent, à Fred, à Thomas "drôle d'été" V., à Mathilde... Merci à toutes les différentes générations d'étudiants (ou autre) coréens qui m'ont aidé à mieux appréhender la culture de ce magnifique pays qu'est la Corée : Kamsa Hamnida Yeon, Hyung-jung, Yu-ha (mes 3 filles spirituelles), mais aussi Sung-ok, Hong Sang-Soo, So-hye, Kim Ki-duk, Gyu-yeon, Lee Bak-sa, Eun-jung, Sun-il, Sun-Mee et p'tit Tae-youn, Cool, Mi-ja, Im Sang-soo, Won-seok, Jaurim, Ji-mi, Soo-gyung, Il-kyo, Park Chan-wook, Man-deok... Et xie xie Ying!

Merci à ma famille de m'avoir toujours soutenu dans ces études longues... Papa et maman, merci de m'avoir donné cette chance. Bonne chance à mes deux petites sœurs, Lauriane et Delphine. Merci à ma belle-famille, éparpillée entre la Corée et les USA, et notamment à mes beaux-parents qui ont permis à leur fille de se marier avec un étudiant presque trentenaire.

E*nfin, cette thèse est spécialement dédiée à Eun-ok, qui a partagé jour après jour pendant plus de 4ans la vie d'un thésard et qui, loin d'être découragée, s'est mariée avec lui. Sans toi, je n'aurais rien pu faire. Je t'aime.*

Merci à tous.

TABLE DES MATIÈRES

I	Modélisation de nanostructures	13
I.1	Quelques rappels sur les cristaux photoniques	13
1.1	Les cristaux photoniques	13
1.1.1	Structures de bandes photoniques	14
1.1.2	Cavités dans les cristaux photoniques	15
1.1.3	Guides d'onde dans les cristaux photoniques	16
1.1.4	Fibres à cristal photonique	17
1.1.5	En conclusion	19
I.2	Rappels sur la modélisation des CP	19
2.1	Présentation générale	19
2.1.1	Analogie photon-électron	19
2.1.2	Quelques outils de modélisation de cristaux photoniques	21
2.1.3	Conclusions et méthodes utilisées	22
2.2	Quelques notions sur la théorie des structures à bandes photoniques	23
2.2.1	Relation de dispersion	24
2.2.2	La première zone de Brillouin (1BZ)	25
2.2.3	Théorème de Bloch	27
2.2.4	Formulation des valeurs propres des équations de Maxwell	28
2.2.5	Les structures de bandes et les bandes interdites photoniques	29
2.2.6	Remarques concernant les notations de polarisation	30

2.3	La méthode PWE	31
2.4	Présentation de la méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain)	32
2.4.1	Principe de la FDTD	33
2.4.2	Stabilité numérique	34
2.4.3	Conditions aux limites	35
2.4.4	Paramètres importants de la FDTD	35
I.3	Couplage entre deux guides d'onde par une structure périodique.	36
3.1	Description du système	36
3.2	Étude théorique d'une structure simple	37
3.2.1	Résultats de la méthode développée par Girard et al.	37
3.2.2	Comparaison entre deux méthodes de simulation	39
3.3	Analyse du coupleur à cristal photonique par la méthode FDTD	41
3.4	Conclusion	42
I.4	Étude théorique de nanostructures...	44
4.1	Calcul des structures de bande	44
4.2	Simulations FDTD	45
4.2.1	Guides avec une structures triangulaire de trous	46
4.2.2	Guides percés d'une matrice triangulaire de trous avec une ligne manquante	49
I.5	Conclusion	50
II	Méthodes de fabrication de nanostructures	53
II.1	Quelques généralités sur la fabrication de structures photoniques	54
1.1	Présentation générale	54
1.2	Association de structures photoniques à des guides d'onde	55
1.2.1	Fabrication de la structure photonique en même temps que le guide optique	56

1.2.2	Fabrication en deux étapes : guide d'onde puis structure photonique	57
II.2	Description des guides et des structures photoniques	58
2.1	Fabrication	58
2.2	Modélisation par BPM	60
2.3	Présentation des échantillons réalisés	62
2.4	Remarques	62
II.3	Gravure des échantillons	64
3.1	Présentation des structures à graver	64
3.2	Principe du FIB	65
3.3	Principales applications du FIB	68
II.4	Gravure directe par FIB	69
4.1	Métallisation de l'objet	70
4.2	Traitement FIB	70
4.3	Résultats, problèmes rencontrés et discussion	75
II.5	Fabrication par action combinée du FIB et de la RIE	78
5.1	Présentation	78
5.2	Premiers essais	80
II.6	Conclusion	82
III Développement du microscope en champ proche		83
III.1	La microscopie champ proche	84
1.1	Présentation générale	84
III.2	Configuration de détection des forces de cisaillement	86
2.1	Différents modes d'asservissement	86
2.2	detfc	88
2.3	Utilisation de lames piézoélectriques	88

2.4	Utilisation d'un diapason horloger	90
III.3	Détection des ondes évanescentes ; Sonde optique	95
3.1	Présentation	95
3.2	Fabrication de la pointe	95
III.4	Instrumentation	97
4.1	Présentation générale	97
4.2	Asservissement et balayage	98
4.2.1	Système d'asservissement	98
4.2.2	Système de balayage	100
4.3	Détection optique	100
III.5	Remarques	100
5.1	Problème de stabilité	100
5.2	Améliorations faites à la mécanique du système	102
5.3	Améliorations apportées à l'électronique	102
III.6	Conclusion	103
IV	Caractérisation expérimentale des structures photoniques	107
IV.1	Introduction	108
1.1	Méthodes classiques pour caractériser les guides optiques	108
1.2	Caractérisation de guide optique par microscopie en champ proche	108
1.3	Caractérisation de structures photoniques par microscopie du champ proche	110
1.3.1	Principales méthodes de caractérisation de structure photonique	110
1.3.2	Caractérisation de structures périodiques nanométriques en champ proche	111
IV.2	Présentation du montage de caractérisation	112
2.1	Description générale	112

2.2	Source lumineuse utilisée	113
2.3	Injection dans le guide d'onde	114
IV.3	Validation du montage expérimental	114
3.1	Résultats	115
IV.4	Caractérisation de nanostructures associées à des guides d'onde	118
4.1	Étude spectrale	118
4.2	Images SNOM	119
4.2.1	Caractérisation de nanostructures sans défaut associées à un guide d'onde	120
4.2.2	Caractérisation de nanostructures avec une ligne de trous manquante associées à un guide d'onde	124
IV.5	Discussion	127
IV.6	Conclusion	129
V	Nanostructuration du niobate de lithium par FIB	131
V.1	Introduction	131
V.2	Rappels sur le LN	133
2.1	Quelques propriétés du niobate de lithium	133
2.2	Fabrication de guides d'onde dans le niobate de lithium	134
2.2.1	Guides optiques sur niobate de lithium par diffusion de titane . . .	134
2.2.2	Guides optiques par échange protonique	135
V.3	Étude numérique	136
V.4	Fabrication par FIB de structures photoniques sur LN	138
4.1	Nanostructuration du $LiNbO_3$: état de l'art	138
4.2	Nanostructuration par FIB	138
4.3	Gravure directe par FIB	140

4.4	Gravure associant un traitement FIB et RIE	141
V.5	Conclusion et perspectives	143
VI	Conclusion générale et perspectives	145
VI.1	Conclusion	145
VI.2	Perspectives	146

TABLE DES ABRÉVIATIONS

- **1D** : Une dimension
- **2D** : Deux dimensions
- **3D** : Trois dimensions
- **AFM** : Atomic Force Microscope
- **A-SNOM** : Apertureless SNOM
- **BIP** : Bande Interdite Photonique, **PBG** : Photonic Bandgap
- **CP** : Cristal photonique, **PC** : Photonic Crystal
- **BPM** : Beam Propagation Method
- **FDTD** : Finite Difference Time Domain *Method*
- **FIB** : Focused Ion Beam
- **LMIS** : Liquid Metal Ion Source
- **MEB/SEM** : Microscope Électronique à Balayage / Scanning Electronic Microscope
- **PECVD** : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
- **PMMA** : Polyméthacrylate de méthyle
- **PWE** : Plane Wave Expansion *Method*
- **PZT** : Zirconate-Titanate de Plomb
- **RIE** : Reactive Ion Etching
- **R-SNOM** : Reflection SNOM
- **SNOM/NSOM** : Scanning Near-field Optical Microscope
- **STM** : Scanning Tunneling Microscope
- **STOM** : Scanning Tunneling Optical Microscope

INTRODUCTION

Depuis l'avènement de son histoire, l'Homme sait extraire des éléments bruts présents dans la nature des propriétés qui peuvent lui être utiles. Ainsi, il a su utiliser, depuis les Ages les plus reculés, les propriétés des matériaux bruts tels que le pierre ou le fer. Les progrès effectués dans les domaines de la métallurgie nous permettent actuellement d'avoir à disposition et de contrôler un grand nombre de propriétés mécaniques de ces matériaux. Au siècle dernier, notre contrôle des matériaux s'est étendu aux propriétés électriques. Les avancées dans le domaine de la physique des semi-conducteurs nous a permis d'ajuster les propriétés conductrices de certains matériaux, permettant ainsi la révolution des transistors en électronique dont les applications ont apporté des répercussions importantes dans la vie de l'homme moderne (communication, informatique etc.).

Les dernières décennies ont vu l'émergence d'un nouveau thème de recherche avec un but similaire : contrôler les propriétés optiques des matériaux (indice, coefficients électrooptiques, photoélastiques, non linéaires ...). Notre technologie peut notamment bénéficier de matériaux interdisant ou permettant la propagation de la lumière dans certaines directions ou à certaines longueurs d'onde. Le développement des fibres optiques et des guides d'onde intégrés ont permis par ailleurs une nouvelle révolution dans le domaine des télécommunications.

Certains observateurs voient la découverte des cristaux photoniques, avec son application au guidage et au confinement de la lumière, comme l'une des plus importantes de la dernière décennie et s'attendent à ce que le XXI^e siècle voit encore une transformation des industries des télécommunication et de l'informatique par les cristaux photoniques qui donneraient à terme le pouvoir de manipuler les photons, de la même manière que les semi-conducteurs permettent le contrôle des électrons, mais à la vitesse de la lumière.

Un cristal photonique est un arrangement périodique de matériaux diélectriques ou métalliques ne permettant pas de propagation de la lumière dans une certaine gamme de longueurs d'onde, appelée bande interdite photonique (BIP). Encore une fois, la Nature a précédé l'Homme puisque de telles

structures existent à l'état naturel. En effet, les écailles recouvrant la surface supérieure des ailes des papillons Morphos (Morphidae) possèdent une structuration périodique se rapprochant fortement d'un cristal photonique¹.

Artificiellement, seuls les cristaux photoniques 1D, connus depuis plus d'un siècle sous le nom de réseaux de Bragg, ont été largement étudiés. La fabrication de cristaux photoniques 2D ou 3D restent encore un défi technologique, de par la parfaite homogénéité ainsi que la taille nanométrique des gravures qu'elle nécessite. Cependant, une demande toujours plus grande de l'industrie des télécommunications existe pour une intégration croissante de fonctionnalités sur des espaces toujours plus réduits, ainsi qu'une vitesse de traitement des informations toujours plus importante. Cette fuite en l'avant place les cristaux photoniques comme les meilleurs candidats pour les technologies futures, de par leur capacité à intégrer un grand nombre de fonctions dans des espaces de quelques dizaines de microns grâce à un fort confinement de la lumière et de faibles pertes optiques.

La meilleure stratégie de fabrication nous a paru être la gravure directe par faisceau ionique focalisé (FIB). Cet appareil, présent à l'Institut de Microtechniques, a en effet vocation à effectuer des retouches sur les systèmes existant, en évitant par exemple les étapes complémentaires nécessaires à la lithographie électronique.

Les nanostructures seront gravées dans deux types de matériaux. Les premiers chapitres montreront l'étude, la fabrication et la caractérisation de cristaux photoniques sur une structure multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$, de bas indice, souvent utilisée dans le cadre de l'optique guidée. Par la suite, nous utiliserons ces méthodes de fabrication par FIB pour réaliser des nanostructures sur niobate de lithium ($LiNbO_3$), qui reste difficile à travailler par les techniques de nanostructuration habituelles. La réalisation de telles structures, combinée aux nombreuses propriétés du $LiNbO_3$ (ferroélectrique, piézoélectrique, électrooptique et photoréactif) pourront permettre à terme la réalisation de composants actifs sur cristaux photoniques.

Dans un premier chapitre seront faits quelques rappels théoriques sur la théorie des cristaux photoniques et une présentation rapide des différentes techniques de modélisation des cristaux photoniques. En utilisant un logiciel de modélisation commercial (RSoft BandSolve), nous nous attacherons à déterminer les paramètres de fabrication (période, taille des trous) des nanostructures. Un logiciel commercial de FDTD (RSoft FullWave), nous permettra de montrer les cartographies du champ élec-

1. Ces structures provoquent une iridescence colorant les ailes dans des tons métalliques et chatoyant de bleu ou de vert, variant selon la couleur de l'éclairage et de l'angle d'observation.

tromagnétiques dans les structures. Plusieurs configurations seront proposées et étudiées : la première permet le couplage entre deux guides parallèles par le biais d'un cristal photonique. La caractérisation optique de ces nanostructures sera effectuée par microscopie en champ proche optique (SNOM). La seconde est un cristal photonique gravé sur un guide optique. Sans défaut, ce dernier devrait se comporter comme un miroir à certaines longueurs d'onde (bande interdite photonique). En y introduisant une ligne de défauts, il est possible de créer un guide à cristal photonique.

Le second chapitre présente la méthode de fabrication choisie. Après un rappel des différentes méthodes utilisées pour la fabrication de nanostructures sera décrite la fabrication de nanostructures à l'aide d'un FIB. Deux méthodes sont principalement proposées, la première permettant la gravure des nanostructures par FIB seul, la seconde combinant l'action du FIB et d'une gravure ionique réactive (RIE). Les nanostructures sont gravées sur un guide d'onde multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$.

Le troisième chapitre aborde le développement du microscope en champ proche de type SNOM utilisé pour la caractérisation des nanostructures ainsi fabriquées. Nous discuterons ici de la configuration retenue des différents éléments du SNOM (sonde, méthode de détection des forces de cisaillement, asservissement...).

Le quatrième chapitre expose les résultats obtenus lors de la caractérisation en champ proche des structures fabriquées sur oxynitride de silicium par gravure FIB. Les guides sont très peu enterrés, ce qui facilite la détection des ondes évanescentes.

Le cinquième chapitre aborde la nanostructuration du niobate de lithium ($LiNbO_3$) par traitement FIB. Les techniques présentées dans le deuxième chapitre lui seront appliquées.

Enfin, pour terminer ce manuscrit, nous montrerons les perspectives de ce travail.

MODÉLISATION DE NANOSTRUCTURES

Sommaire

I.1	Quelques rappels sur les cristaux photoniques	13
I.2	Rappels sur la modélisation des CP	19
I.3	Couplage entre deux guides d'onde par une structure périodique.	36
I.4	Étude théorique de nanostructures...	44
I.5	Conclusion	50

Nous voulons étudier des structures particulières, comportant d'une part des guides optiques traditionnels (guides d'ondes ruban sur une structure multicouche de $SiO_2/SiON/SiO_2$ sur substrat de Si), de tailles micrométriques et d'autre part des structures photoniques, qui ne sont autres que des trous percés à la surface des échantillons, d'échelle nanométrique. L'interaction entre ces deux éléments d'échelles différentes est une chose encore mal connue et peu étudiée. Nous ferons tout d'abord une étude des guides d'onde qui seront utilisés lors de cette étude. Puis nous nous attarderons sur les structures photoniques en soi et sur l'interaction que nous attendons avec les guides d'ondes.

I.1 QUELQUES RAPPELS SUR LES CRISTAUX PHOTONIQUES

Nous verrons dans cette partie l'importance prise par les structures périodiques de plots et de trous dans les recherches récentes, surtout dans le cadre de l'effet de bandes photoniques interdites.

1.1 Les cristaux photoniques

Les structures photoniques périodiques de taille sub-longueur d'onde ont fait l'objet depuis une dizaine d'années de recherches continues sur le plan de la théorie, de la fabrication et des applica-

tions¹. Les cristaux photoniques (souvent appelés aussi matériaux à bandes photoniques interdites (BIP)²) peuvent être de différentes dimensions (cf. fig. I.1) :

- 1D, plus connus sous le terme de miroirs de Bragg ;
- 2D actuellement les plus faciles à modéliser avec les moyens de calcul courants. Ils présentent une analogie avec les structures planaires réalisées par lithographie électronique (e-beam) associé à une gravure RIE (Reactive Ion Etching) ;
- 3D, dont les effets sont les plus intéressants puisqu'ils permettent un contrôle significatif de la propagation dans les trois dimensions spatiales, par contre leur fabrication reste encore un défi technologique malgré les réussites de démonstrations expérimentales [5–9].

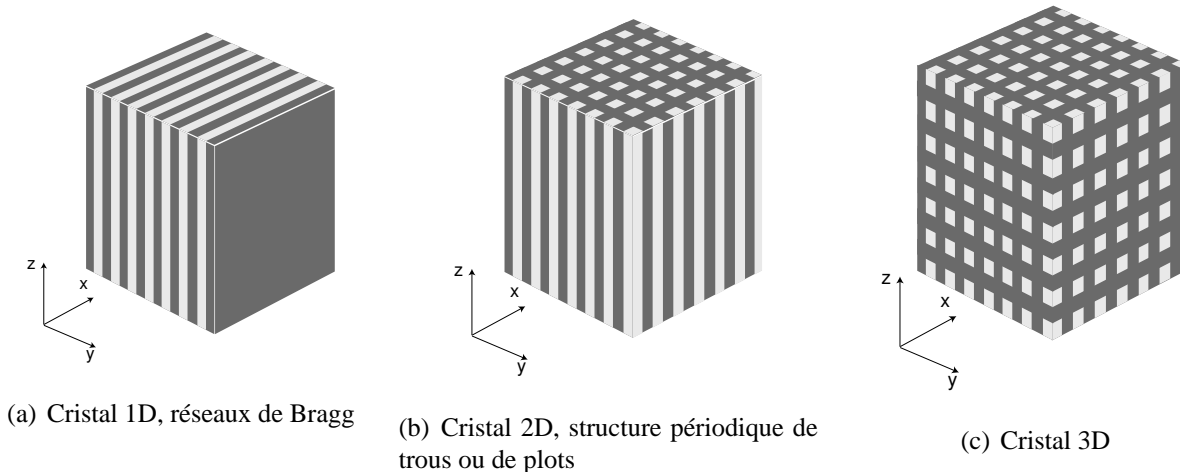


FIG. I.1 – Les différentes dimensions des cristaux photoniques

1.1.1 Structures de bandes photoniques

Un cristal est un arrangement périodique d'atomes ou de molécules. Par conséquent, un cristal permet une propagation d'électrons, et en particulier, sa structure périodique peut introduire des valences dans la structure de bande d'énergie du cristal, de telle sorte que les électrons ne peuvent se propager qu'avec certaines énergies. L'analogue optique d'un tel cristal (que nous verrons un peu plus en détail dans la partie suivante) est un cristal photonique, dans lequel la périodicité est due à un

1. Pour en savoir plus sur l'état de l'art de ce type de structures, le lecteur pourra consulter le livre « fondateur » de J. D. Joannopoulos et al. [1] ou celui plus récent J.-M. Lourtioz et al. [2]. Voir aussi les premiers articles de Yablono- vitch [3], [4].

2. Le terme « bande interdite photonique » vient de l'analogie qui a été faite au début de l'exploitation de ces structures avec la physique du solide. En effet, de la même manière que la périodicité d'un cristal solide impose des bandes de conduction et de valence pour les électrons, la structuration périodique des matériaux optiques est le moyen de contrôler les énergies et les flux de photons à l'intérieur de ces derniers.

arrangement périodique de matériaux diélectriques ou métalliques. En effet, un matériau dont l'indice de réfraction varie périodiquement suivant les différentes directions de l'espace pourra présenter des bandes d'énergie interdite pour les photons. Ainsi, dans certaines gammes de longueurs d'onde de l'ordre de la période de la structure, la lumière ne pourra se propager dans le matériau et sera réfléchi quelle que soit son incidence. Cette gamme de longueurs d'onde est appelée bande interdite photonique (BIP ou Photonic Band Gap (PBG)) et est à la base du concept de cristaux photoniques.

Quand les ondes électromagnétiques se propagent dans un cristal photonique, il existe une relation entre les vecteurs d'onde et les fréquences ou relation de dispersion. Cette relation permet de remonter à la *structure de bande* du cristal. Un cristal photonique à deux dimensions (2D) est périodique selon un plan (par exemple le plan xz) et invariant selon la troisième direction (par exemple la direction y). Ainsi, les modes propagatifs doivent osciller dans la direction y , avec un vecteur d'onde k_y . Si $k_y = 0$, une onde électromagnétique peut être décomposée en deux polarisations. La polarisation TE correspond au cas où le champ électrique \vec{E} est parallèle à l'axe des barreaux ou des trous de la structure. La polarisation TM correspond, quant à elle, au cas où le champ magnétique \vec{H} est parallèle à l'axe des cylindres. Si, pour certaines gammes de fréquences, les ondes électromagnétiques ne peuvent se propager dans le cristal photonique pour aucune de ces polarisations, on dit que le cristal possède une *bande interdite photonique* (BIP) 2D complète.

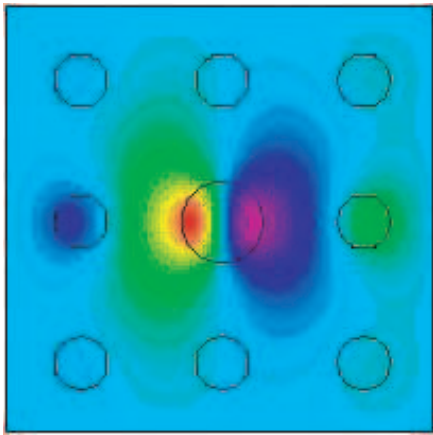
L'effet de BIP peut être appliqué à un certain nombre d'applications dont je citerai ici quelques exemples pour illustration.

1.1.2 Cavités dans les cristaux photoniques

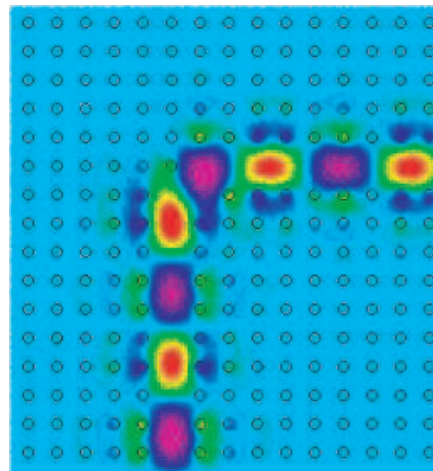
Si un défaut unique est introduit dans une structure périodique à l'origine supposée parfaite, un mode (ou un groupe de modes) peut être obtenu à une certaine fréquence (ou à plusieurs fréquences spécifiques) dans la BIP. Le défaut se comporte comme une cavité entourée de miroirs, puisque les ondes à cette fréquence ne peuvent pas se propager dans le cristal photonique parfait. Les cavités dans les cristaux photoniques, qui ont habituellement de très hauts facteurs de qualité, ont l'avantage d'être très compactes et ne peuvent supporter que peu de modes (voir Fig I.2(a)).

Cet effet trouve de nombreuses applications comme des systèmes laser [10], des résonateurs [11], antennes [12] ou encore pour les composants des circuits intégrés tout-optiques ou les systèmes de communication optique [13]. On peut imaginer des coupleurs sélectifs en longueurs d'onde (*channel*

drop filters), qui permettraient d'accéder à un canal d'un signal de multiplexage en longueur d'onde (WDM (*wavelength division multiplexed*), tout en laissant les autres canaux intacts.



(a) Cavité résonante dans un cristal photonique 2D. Un mode de résonance est créé par l'introduction d'un défaut dans la structure (en augmentant le diamètre d'un des tiges de 50%).



(b) Cartographie du champ électrique lorsque une onde électromagnétique se propage dans un guide d'onde faisant un virage à 90° dans un cristal photonique.

FIG. I.2 – Deux effets intéressants provoqués par des défauts introduits dans une structure photonique (matrice carrée de plots diélectriques ($R = 0,18a$, $\varepsilon = 11,4$) dans l'air). Calculs FDTD. Sources : <http://ab-initio.mit.edu/photons/index.html>, site de The Joannopoulos Research Group at MIT.

1.1.3 Guides d'onde dans les cristaux photoniques

Deux types de guides d'onde ont été principalement développés pour guider des ondes électromagnétiques le long d'une ligne, soit en formant des guides d'onde par des tubes métalliques, soit des guides d'onde diélectriques pour les domaines de l'infrarouge ou du visible. Les guides d'onde métalliques permettent des transmissions sans perte uniquement pour le domaine des microondes, alors que les guides d'onde diélectriques ont pour leur part le défaut de provoquer de grandes pertes dans le cas de virage de fortes courbures.

Par contre, si une ligne de défauts est introduite dans un cristal photonique parfait possédant une bande interdite photonique, la lumière y sera guidée, dans les gammes de fréquence comprises dans la BIP, d'un bout à l'autre de cette ligne de défaut, la lumière n'ayant pas la possibilité de se propager dans le cristal photonique. Les études théoriques et expérimentales de ce type de composants ont montré de faibles pertes en transmission, même dans le cas extrême de virage à 90° . Par exemple, le cas proposé Fig. I.2(b) montre une transmission de 100% [14]. Cette propriété semble très prometteuse en application dans les systèmes de communication optique et pourra permettre à terme à une

forte miniaturation des composants optiques intégrés si les structures peuvent être fabriquées avec la précision nécessaire.

À partir de ces propriétés, on peut envisager de nombreuses fonctions : filtrage en longueur d'onde, couplage sélectif, multiplexage, interféromètres Mach-Zehnder... le tout intégré dans des systèmes optiques de très petites tailles. De tels composés ont été proposés par de nombreuses équipes [15–21]. Des efforts théoriques et expérimentaux ont été notamment remarqués pour la réalisation de guides d'onde monomodes pour les applications télécoms [14, 15, 22–24]. À cause de sa faible taille, les guides d'onde sur cristaux photoniques monomodes ont malheureusement une faible efficacité en couplage avec les fibres optiques ou les guides d'onde optiques conventionnels utilisés. Des études ont permis d'améliorer le couplage dans de telles structures [25–28]. Pour cette même raison, les guides d'ondes sur CP de tailles plus importantes font encore l'objet de recherches [28–30].

Ces études et réalisations sont toutes dans le cadre de CP bidimensionnels, dont la fabrication est plus aisée, mais qui ne garantit pas un confinement de la lumière dans la direction transversale. Des études ont donc été faites dans le but de diminuer les pertes en propagation [19, 31–34]. D'autres configurations ont été tentées, notamment des guides d'ondes sur des CP formés par des tiges [35] ou encore mieux, des guides d'onde dans des CP tridimensionnels [36].

1.1.4 Fibres à cristal photonique

Bien entendu, ce sujet prometteur a donné naissance à un grand nombre d'applications mais qui s'éloignent du sujet de ce travail. Je ne citerai que le cas des *fibres photoniques* qui a été la première application des cristaux photoniques à être commercialisée.

Dans une fibre optique classique, la lumière est guidée par le phénomène de réflexion totale interne. Ce guidage s'effectue dans le cœur de silice dont l'indice est plus élevé que celui de la gaine, également en silice, la différence d'indice étant obtenue par un dopage différent de la gaine et du cœur.

Les fibres à cristal photonique [37], quant à elles, contiennent des trous d'air répartis sur un réseau périodique (voir Fig. I.3). On peut comparer la structure de la fibre à un cristal photonique 2D de hauteur infini avec un défaut ponctuel en son centre. À la différence des structures présentées plus haut, la propagation lumineuse ne se fait pas dans le plan du cristal, mais parallèlement à l'axe des structures. La lumière est confinée au cœur de la fibre par l'action d'une structure périodique (hexagonal ou en



FIG. I.3 – Exemple de fibre à cristal photonique.

nids d'abeille) entourant un défaut. Le principe de fonctionnement de ces fibres peuvent être séparés en deux types :

- la lumière est guidée par réfraction interne, de la même manière que les fibres optiques traditionnelles [38]. Le cœur de la fibre est constitué d'un matériau de haut indice, entouré d'un matériau effectif d'indice plus faible, qui est un matériau troué périodiquement par des cylindres d'air. Une propriété intéressante de ce type de fibre est la possibilité d'obtenir un guidage monomode sur un vaste domaine de longueur d'onde.
- la lumière est guidée dans les fibres à cristal photoniques grâce à l'existence d'une BIP et la création d'un mode de défaut au sein de cette bande [39]. La structure périodique de trous percée autour du cœur permet d'agir à la manière d'un miroir de Bragg et d'y renvoyer la lumière. L'avantage de ce type de fibre est de pouvoir guider la lumière dans un cœur de bas indice, tel que l'air ou le vide. Par contre, cette fibre, utilisant l'effet de BIP ne permet qu'une bande spectrale limitée.

Contrairement aux fibres conventionnelles qui pour être monomodes nécessitent d'un faible taille de cœur, les fibres à cristal photonique monomodes permettent de grandes tailles de cœur beaucoup plus importantes (jusqu'à cinquante fois plus grandes [40]). L'intérêt de ces fibres est donc la possibilité de transmission de fortes puissances optiques. Inversement, des fibres avec des tailles de modes guidés très faibles peuvent être fabriquées (réseau de trou large et cœur très petit). Dans de telles fibres, où le mode est ultra-confinée, des non-linéarités optiques peuvent être obtenues et permet la génération de supercontinua en y injectant un laser nano- ou femtoseconde [41].

On voit la grande liberté d'utilisation que permet ces différents types de fibres à cristal photonique et des recherches sont actuellement en cours, notamment dans le domaine des télécommunications optiques à haut débit et longue portée.

1.1.5 En conclusion

Avec la découverte de l'effet de bande interdite photonique, de nombreux champs d'investigation se sont ouverts aux chercheurs. Cependant, le défi technologique que représente la fabrication des cristaux photoniques nécessite des études théoriques préalables, ce qui explique en partie la grande quantité de travaux centrés sur la modélisation.

I.2 QUELQUES RAPPELS SUR LA MODÉLISATION DES CRISTAUX PHOTONIQUES ET MÉTHODES CHOISIES

2.1 Présentation générale

2.1.1 Analogie photon-électron

Le concept de cristal photonique est né de l'analogie entre les matériaux à bandes interdites photoniques et des matériaux à bandes interdites électroniques : de la même manière que la périodicité du cristal solide impose les bandes d'énergie et les propriétés de conduction de ses électrons, une structuration périodique des matériaux optiques à l'échelle de la longueur d'onde permet de contrôler les énergies et les flux de photons en leur sein. Cette analogie électron photon peut être explicitée simplement par le lien de parenté existant entre les équations de Maxwell utilisées pour décrire les ondes électromagnétiques et l'équation de Schrödinger utilisée pour traiter les fonctions d'onde électronique. Ainsi, par exemple en omettant la fonction de spin, on observe de grandes similitudes entre l'équation d'une onde électromagnétique harmonique dans un milieu diélectrique sans perte (voir Eq. I.1a) et l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans le potentiel V (voir Eq. I.1b) [2]:

$$\nabla \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.1a})$$

$$\nabla^2 \Psi(\mathbf{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\mathbf{r})) \Psi(\mathbf{r}) \quad (\text{I.1b})$$

La différence entre les photons et les électrons tient :

- à la nature vectorielle ou scalaire respectivement de l'équation d'onde ;
- à une statistique différente de l'occupation des états d'énergie.

Une comparaison rapide entre les deux équations montre que la permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r(\mathbf{r})$ (qui n'est autre que le carré de l'indice réfraction n pour un milieu non-absorbant) joue dans l'équation I.1a un rôle analogue au potentiel V dans l'équation I.1b, autrement dit, une variation périodique de $\varepsilon_r(\mathbf{r})$ pourra donc conduire à l'apparition de bandes photoniques interdites pour les photons dans des domaines de fréquences ω (ou à des longueurs d'onde λ) pour lesquels la lumière ne pourra pas se propager dans la structure. N'étant pas non plus absorbée, cette lumière sera réfléchi.

L'analogie électron-photon peut aussi être envisagée au delà de la notion de bande interdite. En effet, par exemple, si l'on considère un guide d'onde planaire consistant en une couche de permittivité ε_1 , placée entre deux couches de confinement semi-infinies de permittivité $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$. Ce système peut être comparé par analogie à un puits de potentiel V_1 placé entre deux barrières de potentiels $V_1 < V_2$. Ainsi, pour une constante de propagation donnée de la lumière, supérieure à $\varepsilon_2 \omega/c$, dans un plan du guide, il peut exister des modes de propagation guidés à des fréquences discrètes, comme il existe des niveaux électroniques à des énergies discrètes dans les puits de potentiels.

Bien entendu, cette analogie, bien qu'ayant permis de prévoir de nombreux effets de matériaux à bande photonique interdite, ne peut servir de modélisation, puisqu'elle ne prend pas en compte la nature vectorielle de l'onde électromagnétique. Pour aller plus loin dans l'exploitation de tels matériaux, il a donc fallu développer des outils numériques permettant de prévoir avec précision les propriétés des cristaux photoniques, qui doivent prendre en compte les lois fondamentales de l'électromagnétisme.

2.1.2 Quelques outils de modélisation de cristaux photoniques

De nombreux outils de modélisation des phénomènes de propagation et de diffraction des ondes électromagnétiques ont été développés depuis la fin des années 60 grâce aux performances croissantes des moyens de calcul.

Pour limiter la complexité de la modélisation numérique de cristaux photoniques, la *méthode des ondes planes* [1], d'abord utilisée, a permis et permet encore, sans grande puissance de calcul, de calculer les bandes interdites photoniques. Cependant, elle suppose des hypothèses fortes, notamment sur le fait que les cristaux photoniques ainsi modélisés sont illimités dans toutes les dimensions de l'espace, ce qui n'est bien entendu pas le cas des cristaux photoniques réels qui sont limités en taille. La méthode Ho (ou plane wave extension method, que nous appellerons par la suite méthode PWE) dérivée de cette dernière, plus légère, est couramment utilisée pour déterminer les BIP [42].

Un autre méthode fréquemment utilisée dans le cas de cristaux infinis est la méthode dite KKR (Korringa-Kohn-Rostocker) [43]. Cette méthode permet d'éviter certaines instabilités numériques auxquels conduisent la méthode des ondes planes, principalement dues au fait que la permittivité du cristal ainsi que certaines composantes des champs électromagnétiques sont discontinues à la frontière entre deux matériaux. Cette méthode (dérivée des articles [44] et [45]) est basée sur l'utilisation de la matrice de diffraction de la maille élémentaire. Un des gros avantages de la méthode KKR est qu'elle donne directement la fonction de Green, qui permet de déduire la densité d'états (Density of States, DOS) et la densité locale d'états, quantités importantes dans l'étude des phénomènes physiques liés aux cristaux photoniques³.

Les méthodes numériques qui prennent en compte la taille finie du cristal sont nécessaires notamment pour la conception de systèmes (cavités résonantes, guides photoniques) utilisant l'effet de BIP. Cependant, celles-ci, plus complexes, demandent des ressources informatiques (mémoire vive, disque dur) ainsi qu'un temps de calcul plus important, qui limite pour l'instant le champ d'investigation. Ces méthodes sont par contre nécessaires pour modéliser des cristaux photoniques avec défauts, comme par exemple les cristaux photoniques possédant des lacunes dans leur périodicité.

Nous pouvons différencier principalement deux grands axes de modélisation de tels cristaux finis :

- Le premier comprend les modèles permettant de calculer les propriétés de réflexion et de trans-

3. Par définition, la densité d'états est le nombre de modes électromagnétiques permis par unité de fréquence.

mission du réseau de diffraction formé par une couche de cristal. On utilise dans ce cas des matrices de transfert, de réflexion et de transmission, certaines méthodes utilisent des codes à éléments finis. Cette méthode s'utilise principalement quand la dimension verticale du cristal est finie, ses dimensions horizontales restant infinies, en tirant partie de la pseudo-périodicité du champ dans les directions horizontales. Les temps de calcul pour cette méthode reste raisonnable mais dans le cas de cristaux photoniques possédant un défaut, on est obligé de recourir à la méthode de la supercellule pour traiter ces problèmes. On peut citer dans cette catégorie la méthode de Pendry [46], dont le principal intérêt est d'être exclusivement numérique et donc d'utiliser les équations de Maxwell d'une manière directe, sans l'usage d'intermédiaire mathématique important.

- Le second ne prend pas en compte en compte la périodicité du cristal et revient à traiter le problème comme un problème de diffraction classique. Cette seconde catégorie propose bien entendu des méthodes beaucoup plus gourmande en ressource informatique et plus complexe en programmation, mais permet de répondre à quasiment tous les problèmes que l'on peut se poser. Dans cette catégorie, la méthode des différences finies temporelles (en anglais Finite Difference Time Domain, FDTD [47]) est la méthode ayant le plus de succès actuellement de par sa flexibilité. Son principe est de faire une première résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel et non dans le domaine des fréquences. Nous verrons par la suite plus en détail cette méthode.

2.1.3 Conclusions et méthodes utilisées

Nous avons vu dans cette rapide présentation qu'il existe actuellement un certain nombre d'outils permettant de modéliser des problèmes de cristaux photoniques et de structures périodiques. Il faut remarquer que certaines méthodes peuvent être tout à fait complémentaires. Par exemple, pour prédire la propagation des champs dans des structures guidantes (obtenues par une(des) ligne(s) de lacune dans la périodicité du cristal photonique), il est utile d'étudier les bandes interdites photoniques dans un cristal équivalent sans défauts par une méthode de la première catégorie avant de réaliser des propagations avec une des méthodes issues de la deuxième catégorie (beaucoup plus gourmande en ressources informatiques).

Nous avons choisi de travailler avec un logiciel commercial (RSoft⁴) rassemblant deux méthodes :

- FullWave (logiciel de FDTD)
- BandSolve (logiciel de calcul de bandes photoniques utilisant la méthode PWE (Plane Wave Expansion)).

2.2 Quelques notions sur la théorie des structures à bandes photoniques

Calculer un diagramme de bandes consiste à trouver les modes optiques d'une structure photonique décrite par une variation périodique des constantes diélectriques. La figure I.1 présente schématiquement la distribution des constantes diélectriques $\varepsilon(\mathbf{r})$ en 1, 2 ou 3 dimensions.

Une propriété des systèmes périodiques nous permet d'exprimer une fonction périodique $f(\vec{r})$ en terme de maillage. Un maillage est défini par un ensemble de points discrets dans l'espace qui se répètent périodiquement. Par définition, il existe des vecteurs \vec{a}_1 , \vec{a}_2 et \vec{a}_3 tel que pour tout vecteur de la maille \vec{r} du maillage :

$$\vec{r} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3$$

avec l , m et n étant des entiers.

\vec{a}_1 , \vec{a}_2 et \vec{a}_3 sont des vecteurs de base du réseau en 1 ou 2 dimensions, 1 ou 2 vecteurs suffisent à décrire la maille.

On associe à ce maillage un maillage réciproque. Les vecteurs de ce réseau réciproque sont définis par les équations I.2.

$$\begin{aligned} \vec{r}_1 &= 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{r}_2 &= 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \\ \vec{r}_3 &= 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \times \vec{a}_3} \end{aligned} \quad (\text{I.2})$$

Le réseau direct et le réseau réciproque sont reliés par l'équation I.3

4. Le lecteur pourra trouver des informations sur le site www.rsoftdesign.com .

$$\vec{a}_i \cdot \vec{r}_j = 2\pi\delta_{ij} \text{ avec } \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j ; \\ 0 & \text{ailleurs.} \end{cases} \quad (\text{I.3})$$

Par définition, les vecteurs définissant le réseau direct et réciproque sont inverses l'un de l'autre. Ainsi, puisque les vecteurs du réseau direct ont la dimensions d'une longueur, ceux du réseau réciproque ont la dimension de l'inverse d'une longueur. Dans notre cas, les vecteurs du réseau réciproque fournissent donc une base naturelle pour les vecteurs d'onde optique qui joueront un rôle prépondérant dans la théorie des bandes interdites photoniques.

2.2.1 Relation de dispersion

Quand nous étudions les modes optiques d'une structure photonique conventionnelle (fibres optiques et autres guides d'ondes), il est nécessaire de déterminer la relation de dispersion $\vec{k} = \vec{k}(\omega)$, reliant le vecteur d'onde \vec{k} ou constante de propagation k d'un mode donné à la fréquence ω . Le vecteur d'onde permet de déterminer la vitesse de phase du mode conformément à l'équation I.4, où nous avons choisi un mode se propageant selon l'axe z et la vitesse de phase étant $v_p = \omega/k$.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(x, y) \exp[i\omega(t - z/v_p)] \quad (\text{I.4})$$

En inversant la relation de dispersion pour obtenir la relation $\omega = \omega(\vec{k})$, nous trouvons une solution différente pour chaque valeur de \vec{k} . Pour des valeurs suffisamment grandes de k , le système supportera plusieurs modes et nous trouverons plusieurs solutions ω_i pour chaque valeur de \vec{k} .

Dans des systèmes périodiques comme les cristaux photoniques, les courbes de dispersion sont sensiblement différentes. Nous recherchons toujours les fréquences $\omega_i(\vec{k})$ de tous les modes pour un vecteur d'onde \vec{k} , mais cette fois, il n'existe pas de solutions distinctes pour chaque valeur de \vec{k} .

La figure I.4 présente une portion d'une courbe de dispersion calculée dans le cas de modes TM pour une structure rectangulaire périodique dans une dimension (réseau de Bragg) de période a . Nous remarquons que lorsque le vecteur d'onde \vec{k} varie, les fréquences de mode varient périodiquement. En fait et nous le verrons plus en détail par la suite, pour toute structure périodique, deux vecteurs d'onde qui diffèrent d'un vecteur du réseau réciproque sont équivalents. Plus précisément, pour tout vecteur d'onde \vec{k} et pour tout vecteur du réseau réciproque \vec{G} , il est possible de trouver un mode j

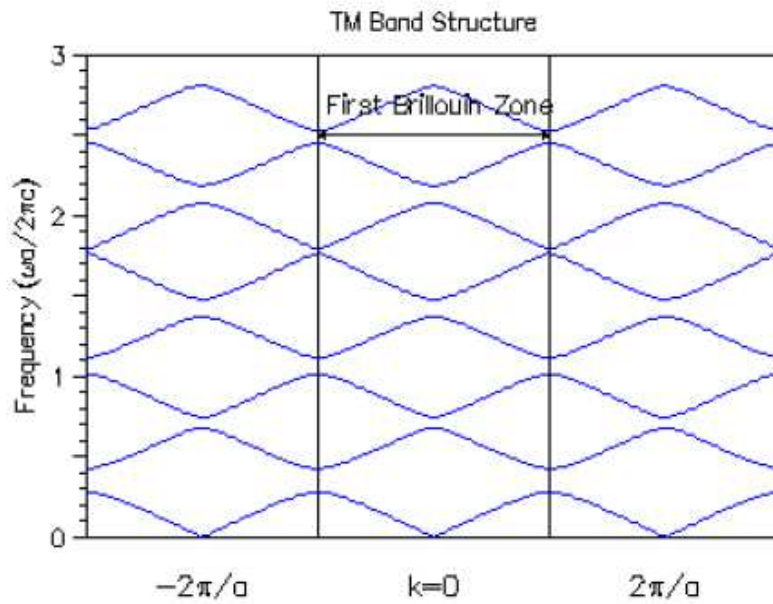


FIG. I.4 – Courbes de dispersion pour un réseau 1D dans le cas d'une polarisation TM. D'autres bandes apparaissent pour des fréquences supérieures sans limite.

pour chaque mode i tel que $\omega_i(\vec{k}) = \omega_j(\vec{k} + \vec{G})$.

Ce résultat a pour conséquence que pour trouver tous les modes du cristal, il est seulement nécessaire de résoudre le problème dans une zone limitée autour de l'origine de l'espace réciproque (l'espace des vecteurs d'onde). Cette zone sera précisément définie comme étant la première zone de Brillouin (1BZ).

2.2.2 La première zone de Brillouin (1BZ)

La première zone de Brillouin est la cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont les plus proches de l'origine que tous les autres points du réseau périodique. La figure I.5 présente plusieurs exemples de cristaux photoniques et les zones de Brillouin correspondantes, pour des cas 1D (réseau) et 2D (cristal planaire à maille carré ou triangulaire)⁵.

Comme on peut le remarquer sur ces figures, dans les cas 1D et 2D, la première zone de Brillouin s'obtient en traçant les médiatrices⁶ des segments joignant l'origine des nœuds les plus proches du réseau réciproque. À partir de ce domaine ainsi délimité, il est possible de couvrir tout l'espace en faisant des translations d'un vecteur \vec{G} . Il suffit donc de faire évoluer \vec{k} dans ce domaine pour représenter

5. Il existe bien entendu des mailles 3D, où il est possible de définir des zones de Brillouin correspondantes. Ce cas n'étant pas étudié dans ce travail, il ne sera pas détaillé ici.

6. Dans le cas 3D, ce sera les plans médiateurs.

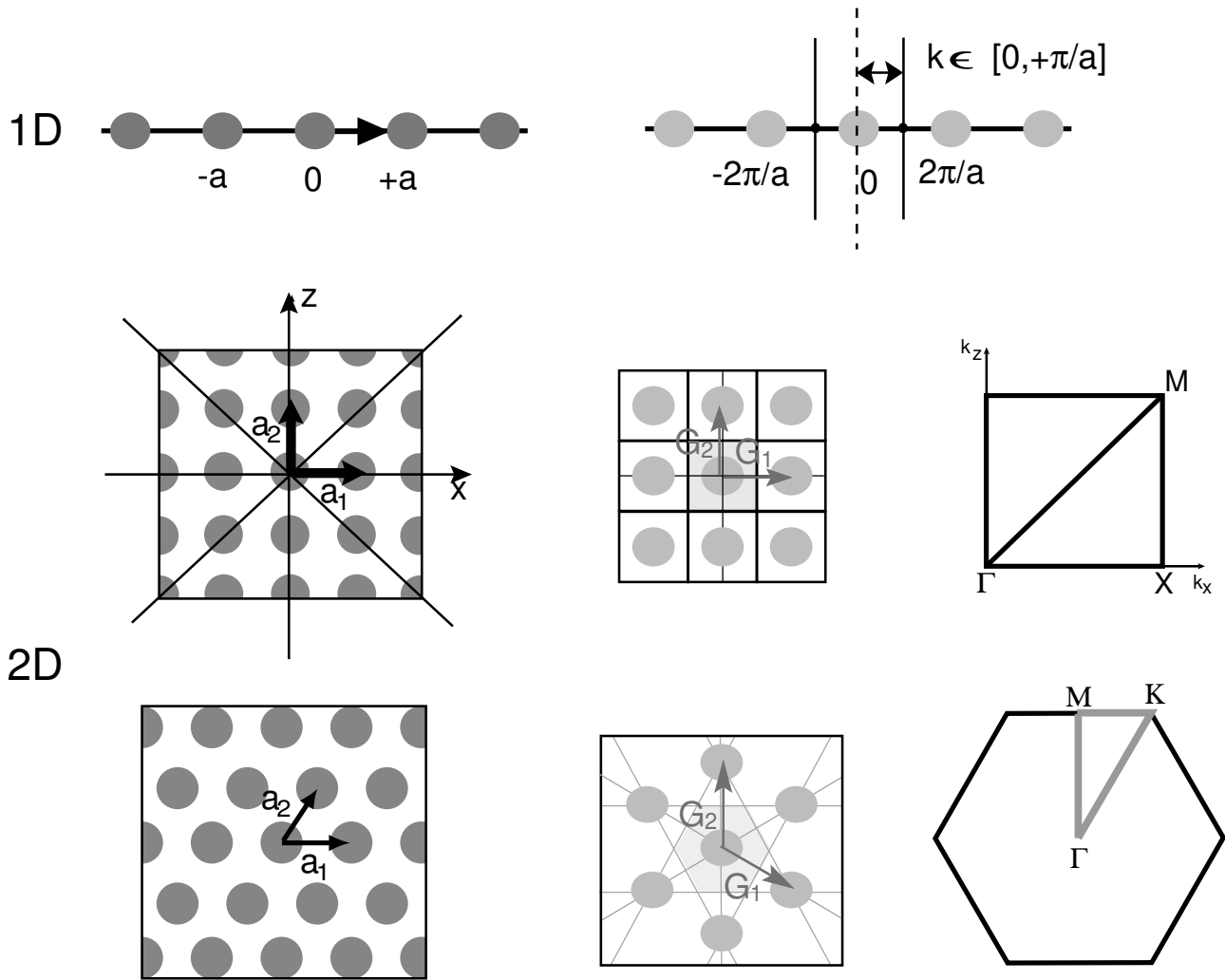


FIG. I.5 – Cristaux photoniques 1D et 2D (à gauche) et les zones de Brillouin correspondantes (au centre (grisé) et à droite).

l'ensemble des courbes de dispersion du cristal. Ce domaine peut encore être réduit en considérant les symétries du cristal. Prenons l'exemple du cas 1D (Fig. I.5, première ligne). Dans ce cas, la première zone de Brillouin est l'intervalle $[-\pi/a, +\pi/a]$. Mais on peut remarquer que si une onde de vecteur \vec{k} et de fréquence ω est solution du problème, la symétrie du système nous dit que l'onde se propageant en sens opposé, de vecteur $-\vec{k}$, l'est aussi. On peut donc restreindre l'étude à un intervalle $[0, +\pi/a]$, que l'on nomme *zone de Brillouin irréductible*.

Cette simplification du domaine d'étude pour les structures périodiques allège l'appel aux ressources mémoire et le temps de calcul.

2.2.3 Théorème de Bloch

Par la suite, le problème sera exprimé en fonction du champ magnétique $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \exp(i\omega t)$.

Les modes d'un cristal photonique doivent être, bien entendu, solutions des équations de Maxwell. De plus, la forme possible des solutions tient compte des considérations de symétrie du système. Puisque la distribution des indices optiques est identique dans chaque cellule unitaire définie, le mode doit rester inchangé dans le cas d'une translation dans l'espace d'un vecteur de réseau \vec{R} . Tout au plus, la solution peut varier d'un facteur de phase constant.

Exprimons la translation grâce à un opérateur $\hat{T}_{\vec{R}} = \exp(i\vec{R} \cdot \nabla)$ et cherchons des solutions valeurs propres de $\hat{T}_{\vec{R}}$, c'est-à-dire ne variant seulement que d'un terme de phase par opération de $\hat{T}_{\vec{R}}$.

Exprimons le champ magnétique sous la forme d'une onde plane arbitraire multipliée par une série de Fourier dans l'espace réciproque [1] :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k}\vec{r}) \sum_j c_j \hat{\epsilon}_j \exp(i\vec{G}_j \vec{r}) \quad (\text{I.5})$$

c_j sont des coefficients de dilatation, $\hat{\epsilon}_j$ sont des vecteurs de polarisation choisis pour garantir que le champ est transverse. En appliquant l'opérateur de translation à $\vec{H}(\vec{r})$, nous obtenons les résultats I.6 :

$$\begin{aligned} \hat{T}_{\vec{R}} \vec{H}(\vec{r}) &= \sum_j c_j \hat{\epsilon}_j \exp \left[i \left(\vec{k} + \vec{G}_j \right) \cdot \vec{R} \right] \exp \left[i \left(\vec{k} + \vec{G}_j \right) \cdot \vec{r} \right] \\ &= \sum_j c_j \hat{\epsilon}_j \exp \left[i \vec{k} \cdot \vec{R} \right] \exp \left[i \left(\vec{k} + \vec{G}_j \right) \cdot \vec{r} \right] \\ &= \exp \left[i \vec{k} \cdot \vec{R} \right] \exp \left[i \vec{k} \cdot \vec{r} \right] \sum_j c_j \hat{\epsilon}_j \exp \left[i \vec{G}_j \cdot \vec{r} \right] \\ &= \exp \left[i \vec{k} \cdot \vec{R} \right] \vec{H}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (\text{I.6})$$

Ainsi, le champ magnétique ne change bien que d'un facteur de phase par translation d'un vecteur du réseau, et satisfait bien la symétrie. En fait, il est possible de montrer que cette expression est la forme la plus générale, un résultat connu sous le nom de *théorème de Bloch*. Le champ magnétique doit prendre la forme d'une onde plane multipliée par une fonction de la périodicité du réseau :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{I.7})$$

où $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R})$ pour tout vecteur du réseau \vec{R} .

2.2.4 Formulation des valeurs propres des équations de Maxwell

En considérant que tous les matériaux sont linéaires, sans perte et isotropes, les équations de Maxwell, en unités SI, se présentent ainsi :

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.8a})$$

$$\nabla \cdot \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (\text{I.8b})$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (\text{I.8c})$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I.8d})$$

avec :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E} \quad (\text{I.9a})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{I.9b})$$

où $\varepsilon(\vec{r})$ est la permittivité diélectrique. En séparant les variables de temps et d'espace dans les expressions de \vec{H} et de \vec{E} :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp(i\omega t) \quad (\text{I.10})$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \exp(i\omega t)$$

nous combinons les équations de Maxwell pour obtenir l'équation d'Helmholtz :

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \right) \vec{H}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (\text{I.11})$$

Cette équation est souvent nommée dans la littérature des cristaux photoniques *équation-maître* (master equation). Le théorème de Bloch nous permet d'écrire $\vec{H}(\vec{r}) = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$, où $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ est

fonction de la périodicité du réseau. En l'insérant dans l'équation I.11, nous obtenons :

$$\hat{L}\vec{u}_{\vec{k}} = (\mathbf{i}\vec{k} + \nabla) \times \left[\frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (\mathbf{i}\vec{k} + \nabla) \right] \times \vec{u}_{\vec{k}} = \bar{\omega}^2 \vec{u}_{\vec{k}} \quad (\text{I.12})$$

où $\bar{\omega} = \omega/c$ est la fréquence normalisée. Cette équation est l'équation fondamentale résolue par la plupart des logiciels servant à calculer les structures de bandes (dont RSoft *BandSolve* que nous avons utilisé). L'équation I.12 peut être vue comme une équation aux valeurs propres avec $\bar{\omega}$ comme valeur propre inconnue et $\vec{u}_{\vec{k}}$ comme vecteur propre, et avec le vecteur d'onde \vec{k} comme paramètre libre.

2.2.5 Les structures de bandes et les bandes interdites photoniques

Pour chaque valeur de \vec{k} , l'équation I.12 a un nombre infini de solutions $\bar{\omega}_{\vec{k},n}$ désignées par le numéro de bande n dans l'ordre des fréquences croissantes. La bande $n = 0$ est souvent par convention la bande la plus basse.

Quand \vec{k} varie, l'ensemble des solutions $\bar{\omega}_{\vec{k},m}$ pour un entier fixé m constitue une *bande*. La *structure de bande* du cristal est constituée de l'ensemble de ces bandes. Nous avons vu plus haut que le problème pouvait être réduit à l'étude des valeurs de \vec{k} comprises dans la première zone de Brillouin de l'espace réciproque.

En conclusion, une description complète de la structure de bande consiste à trouver toutes les solutions $\bar{\omega}_{\vec{k},n}$ pour toutes les valeurs de \vec{k} dans la 1BZ.

Les fréquences dans une bande particulière $\bar{\omega}_{\vec{k},m}$ varient continuellement quand le vecteur d'onde \vec{k} varie et décrit une courbe dans l'espace des vecteurs d'onde pour des problèmes 1D, une surface pour les problèmes 2D (voir Fig I.6) et une *hypersurface* dans le cas 3D.

La lecture de ces graphiques n'est pas aisée. On peut observer si deux bandes adjacentes ne se touchent en aucun points. C'est par exemple le cas du graphe représentant la polarisation TE à droite de la Fig. I.6 où il existe une large bande interdite entre la première et la deuxième bande. Cependant, l'obtention de tels graphes nécessite pour certains cas (structure 2D compliquée ou quasiment toutes les structures 3D) de lourdes ressources de calcul.

Pour la plupart des applications les plus courantes qui consistent à localiser ou à optimiser les BIP, il est possible de réduire le domaine d'étude en examinant uniquement certains points de la 1BZ.

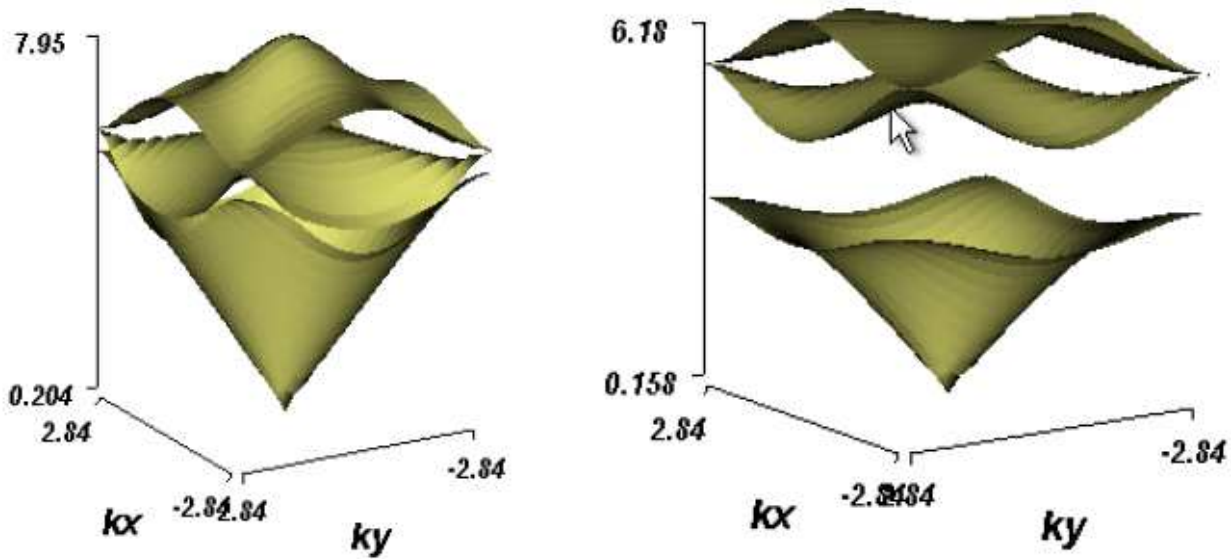


FIG. I.6 – Surface de fréquences calculée par *BandSolve* dans la 1BZ pour un réseau 2D carré de plots cylindrique dans l'air. À gauche : polarisation TM, à droite : polarisation TE.

La théorie des groupes permet cette simplification grâce aux simplifications dues aux symétries du réseau. En effet, si un espace de propagation interdite est obtenue au points de symétrie du réseau, nous pouvons être sûr que cette zone s'étendra à tous les points de la 1BZ. Pour construire les diagrammes de bandes, il convient donc de repérer les points de symétries de la structure (désignés par un certain nombre de lettres, Γ , M, K, X...) et de les relier par une ligne droite, comme il est montré dans les exemples de la troisième colonne de la Fig. I.5. Cette zone est appelée dans la littérature *zone de Brillouin irréductible*.

Les structures de bandes calculées en suivant les contours de la zone de Brillouin irréductible sont représentés sur un graphe simplifié. Voir par exemple les graphes I.7 où sont représentés les diagrammes de bandes correspondant aux surfaces de fréquence de la figure I.6. On n'observe toujours pas de BIP pour la polarisation TM (Fig. I.7(a)). Par contre la large bande interdite précédemment observée pour la polarisation TE apparaît bien (Fig. I.7(b)).

2.2.6 Remarques concernant les notations de polarisation

Jusqu'à présent, il n'a pas été discuté du caractère vectoriel du champ magnétique.

Considérons le repère cartésien $(Oxyz)$. Dans la suite, la direction Oz sera considéré être la direction de propagation de l'onde incidente et Oy la direction des axes des trous ou plots. En général, les

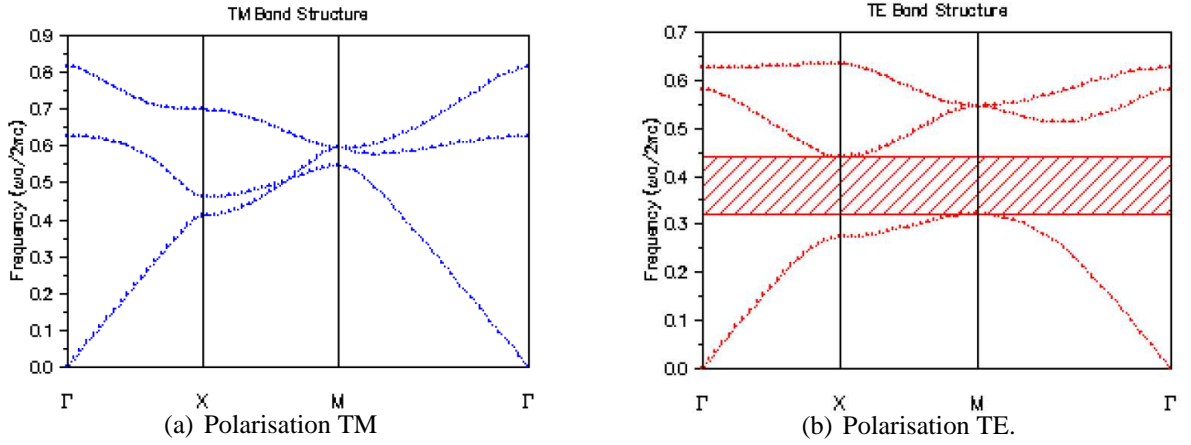


FIG. I.7 – Diagrammes de bande une structures à maille carrée de plots cylindriques dans l'air.

modes des cristaux photoniques 3D sont hybrides et décrits par les composantes $(H_x, H_y, H_z, E_x, E_y, E_z)$. Pour les problèmes à une ou deux dimensions, l'équation vectorielle peut être séparée en plusieurs équations selon les modes de polarisation TE ou TM. Selon la littérature, les conventions peuvent être différentes. Pour des raisons de simplification, nous avons préféré suivre les conventions utilisées par le logiciel de calcul de bande que nous avons utilisé, RSoft *BandSolve*. Ainsi, les modes TE sont décrits par le système de composantes non nulles (H_x, H_z, E_y) et les modes TM par le système (H_y, E_x, E_z) .

2.3 La méthode PWE

Le logiciel RSoft *BandSolve* que nous avons utilisé, permettant la détermination des structures de bande, utilise la méthode PWE (Plane Wave Expansion). Cette méthode permet de résoudre les équations de Maxwell dans le domaine des fréquences grâce à l'équation I.12. Il existe un certain nombre de versions de cette méthode [42, 48–53]. Je présenterai ici rapidement la méthode utilisée par Ho, Chan et Soukoulis [42].

En sachant que $\varepsilon_r(\vec{r})$ est périodique, le théorème de Bloch permet de décomposer le champ \vec{H} en ondes planes (voir Eq. I.13). De même, elle permet de décomposer la constante diélectrique $\varepsilon_r(\vec{r})$ (voir Eq. I.14).

$$H(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \sum_{\lambda=1,2} h_{\vec{G}\lambda} \hat{e}_\lambda \exp(i(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}) \quad (\text{I.13})$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_r^{-1}(\vec{G}) \exp(i\vec{G} \cdot \vec{r}) \quad (\text{I.14})$$

Dans ces équations, \vec{k} est le vecteur d'onde dans la zone de Brillouin du réseau, \vec{G} est un vecteur du réseau réciproque, et \hat{e}_1, \hat{e}_2 sont les vecteurs unités perpendiculaires à $\vec{k} + \vec{G}$, conformément à la nature transverse du champ \vec{H} ($\nabla \cdot \vec{H} = 0$). En reprenant l'équation maîtresse I.11 et en y substituant les résultats ainsi obtenus, nous obtenons les équations matricielles suivantes (Eq. I.15) :

$$\sum_{\vec{G}'} |\vec{k} + \vec{G}'| |\vec{k} + \vec{G}| \varepsilon_r^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{pmatrix} \hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_2 & -\hat{e}_2 \cdot \hat{e}'_1 \\ -\hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_2 & \hat{e}_1 \cdot \hat{e}'_1 \end{pmatrix} h_{\vec{G}'\lambda'} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 h_{\vec{G}\lambda} \quad (\text{I.15})$$

L'équation I.15 peut être résolue en utilisant des méthodes de diagonalisation de matrices standards. Pour différents \vec{k} , il est possible d'obtenir une série de fréquences propres ω qui compose la structure de bandes du cristal photonique étudié.

2.4 Présentation de la méthode FDTD (Finite-Difference Time-Domain)

Il a été montré dans la partie précédente que la méthode PWE permettait une étude des cristaux photoniques parfaits et infinis. Cependant, pour le sujet qui nous intéresse, les structures étudiés sont finies, voire avec défauts, et couplées à des guides d'onde optique traditionnels. La PWE ne permet pas dans des conditions de calcul standards de faire l'étude de tels composants. La méthode FDTD, qui permet une résolution directe des équations de Maxwell⁷, paraît être un outil beaucoup plus adapté, prenant en compte la taille finie de structure photonique. Cette méthode, très souple, permet une modélisation du champ électromagnétique à l'intérieur de la structure décrite en fonction du temps. Elle permet aussi, en plaçant des capteurs, permettant l'intégration de l'intensité des champs sur un segment choisi, (*time monitors* dans *FullWave*) en entrée et en sortie de la structure, de calculer des spectres de transmissions pour un mode d'injection donné. Il sera fait ici un bref rappel des principes de cette méthode.

7. Pour de plus amples détails, le lecteur peut se référer au livre [54].

2.4.1 Principe de la FDTD

Pour un matériau linéaire et isotrope dans une région de l'espace libre de courant et de charge isolée, les équations de Maxwell peuvent s'écrire de la manière suivante (Eq. I.16):

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu(\vec{r})} \nabla \times \vec{E} \quad (\text{I.16a})$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H} - \frac{\sigma(\vec{r})}{\varepsilon(\vec{r})} \vec{E} \quad (\text{I.16b})$$

où $\varepsilon(\vec{r})$, $\mu(\vec{r})$ et $\sigma(\vec{r})$ sont respectivement la permittivité, la perméabilité et la conductivité du matériau, tous dépendants de la position. Les équations de Maxwell peuvent être discrétisées dans l'espace et le temps par la méthode des cellules de Yee [47], dont une cellule unitaire est montrée Fig. I.8.

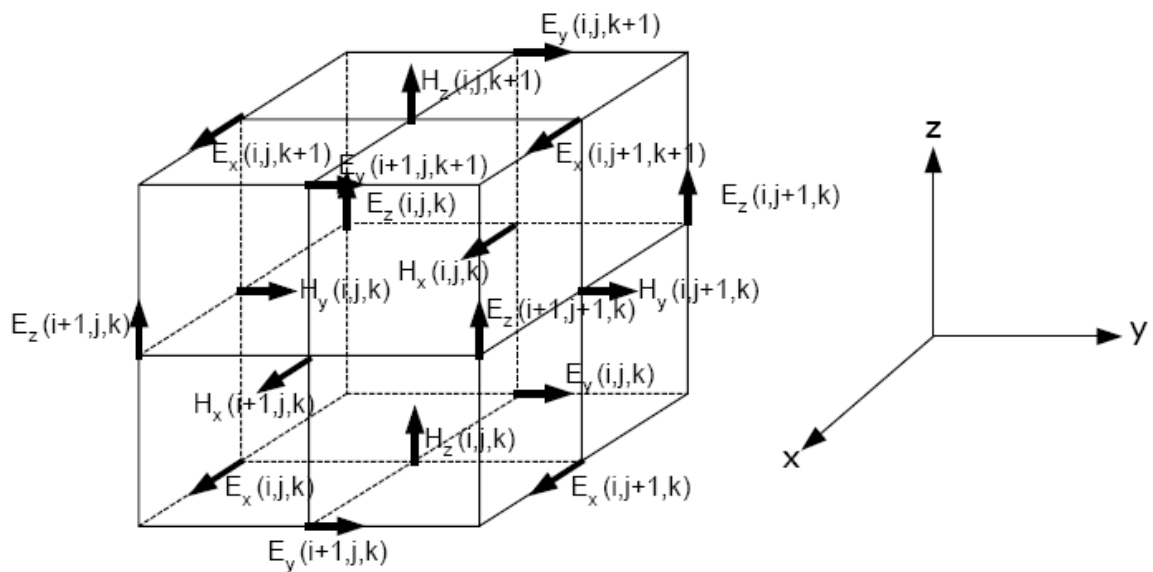


FIG. I.8 – Cellule unitaire de Yee pour un maillage en trois dimension. On peut remarquer que les composantes du champ \vec{H} sont calculées pour des points décalés d'une demi-maille par rapport au maillage en fonction des composantes du champ \vec{E} .

De plus le temps est lui-même discrétisé par pas de Δt . Les composantes du champ \vec{E} sont alors déterminées à des temps $t = n\Delta t$ et les composantes de \vec{H} à des temps $t = (n + 1/2)\Delta t$, où n est un entier représentant le pas de calcul. Par exemple, les champs \vec{E} à un temps $t = n\Delta t$ est égal aux champs \vec{E} à un temps $t = (n - 1)\Delta t$ plus un terme supplémentaire calculé en fonction de la variation spatiale du champ \vec{H} au temps t .

Cette méthode permet d'écrire six équations relatives aux composantes dans le système de coordonnées cartésiennes xyz des champs \vec{E} et \vec{H} , qui seront utilisées pour calculer les champs en des points de la maille donnée, désignés par i, j et k . L'équation I.17 montrent deux de ces six composantes les champs H_x et E_x . Les quatre autres équations s'écrivent de la même manière [55].

$$H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i,j,k}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_{i,j,k}} \left(\frac{E_z \Big|_{i,j+1,k}^n - E_z \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta y} - \frac{E_y \Big|_{i,j,k+1}^n - E_y \Big|_{i,j,k}^n}{\Delta z} \right) \quad (\text{I.17a})$$

$$E_x \Big|_{i,j,k}^{n+1} = \frac{\varepsilon_{i,j,k} - \mu_{i,j,k} \Delta t / 2}{\varepsilon_{i,j,k} + \mu_{i,j,k} \Delta t / 2} E_y \Big|_{i,j,k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j,k} + \mu_{i,j,k} \Delta t / 2} \left(\frac{H_x \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i,j,k-1}^{n+1/2}}{\Delta z} - \frac{H_z \Big|_{i,j,k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-1,j,k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \quad (\text{I.17b})$$

avec n représentant le pas de discrétisation temporelle ; i, j et k indiquant les positions des nœuds de la maille respectivement dans les direction x, y et z ; Δt est l'incrément de temps et $\Delta x, \Delta y$ et Δz sont les incréments spatiaux entre deux points voisins de la grille suivant respectivement les directions x, y et z .

On peut voir que pour un nombre fixé de pas temporels, le temps de calcul sera proportionnel au nombre de points de discrétisation sur le domaine de calcul.

2.4.2 Stabilité numérique

Le choix du pas temporel Δt n'est pas arbitraire. En effet, les équations temporelles de la FDTD imposent à Δt une certaine limite dépendant de $\Delta x, \Delta y$ et Δz . Cette limite est nécessaire pour éviter une instabilité numérique. Ainsi, les calculs FDTD en trois dimensions sont stables si la condition ci-dessous (Eq. I.18) est satisfaite [54] :

$$\Delta t \leq 1/c \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2} + \Delta z^{-2}} \quad (\text{I.18})$$

où c est la célérité de la lumière dans le vide.

2.4.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites aux bords de la fenêtre de calcul doivent être considérées avec attention. En effet, le champ électromagnétique à cet endroit doit être calculé d'une manière particulière, vu que les informations à l'extérieur de la fenêtre de calcul ne sont pas explicitement connues.

Beaucoup d'outils de simulation utilisent des conditions absorbantes sur les frontières du domaine qui éliminent toute propagation d'énergie dirigée vers l'extérieur de la fenêtre de calcul et empiétant sur ces bords. Une de ces méthodes les plus efficaces est la méthode dite *perfectly matched layer* (PML) [56], dans laquelle à la fois les conductivités électriques et magnétiques sont introduites de telle manière que l'énergie est absorbée sans induire de réflexion.

2.4.4 Paramètres importants de la FDTD

Le programme utilisé, bien que fermé car commercial, nous permet grâce à différents menus de choisir et modifier de nombreux paramètres. Ils se répartissent en deux catégories :

- *Les paramètres physiques.* Ils permettent de définir avec précision le système étudié avant le début du calcul, notamment la distribution d'indice de réfraction $n(\vec{r})$ et les différentes autres propriétés, telle que la dispersion dans le matériau. On peut citer aussi la définition de l'excitation du champ électromagnétique, c'est-à-dire l'état du champ électromagnétique au début du calcul (à $t = 0$).
- *Les paramètres numériques.* Ces paramètres sont liés directement à l'algorithme de calcul FDTD. Ainsi, il est nécessaire de définir la taille de la fenêtre de calcul, les conditions aux frontières de cette fenêtre (trouver de bons réglages pour la PML), la taille du maillage spatial (Δx , Δy et Δz) ainsi que celle du maillage temporel (plus souvent appelé pas temporel, Δt) en respectant bien sûr l'Eq. I.18.

I.3 COUPLAGE ENTRE DEUX GUIDES D'ONDE PAR UNE STRUCTURE PÉRIODIQUE.

3.1 Description du système

Au début de notre travail, il était prévu de fabriquer sur les structures multicouches ($SiO_2/SiON/SiO_2$) le type de structure utilisée dans la thèse présentée à Besançon par D. Mulin [57]. La configuration qui avait été retenue consistait à intégrer sur un même composant des guides d'onde parallèles et des nanostructures périodiques disposées perpendiculairement assurant la jonction. Le champ évanescent sur les parois latérales du guides permettent d'éclairer les structures (voir Fig. I.9). Dans ce travail, l'échantillon avait été fabriqué par le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (CNRS/LPN) par lithographie sur une structure multicouche SiO_2/Si_3N_4 sur substrat de Si . La technique de fabrication retenue avait pour conséquence que les plots et les guides, réalisés en même temps, avait la même hauteur. Les désavantages de cette méthode était l'obtention de guides d'onde très multi-modes et des échantillons de taille relativement petite ($5 \times 5mm^2$). Cependant des résultats prometteurs lors de la caractérisation avaient été obtenus [58,59].

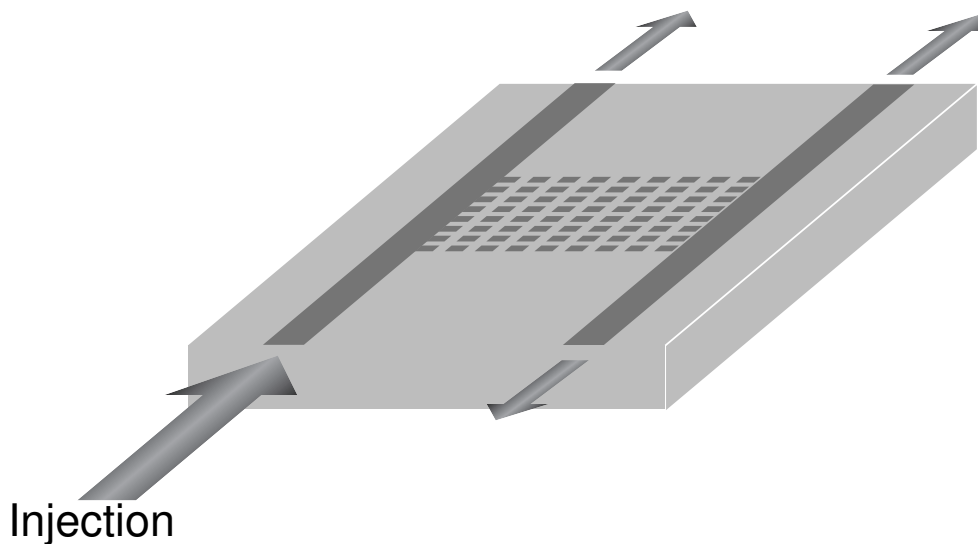


FIG. I.9 – Configuration pour le couplage entre deux guides d'onde optique par l'intermédiaire d'une structure périodique.

Dans la configuration de la Fig. I.9, les structures périodiques sont excitées uniquement par le champ évanescent issu du guide d'onde servant à l'injection. À première vue, le phénomène résultant de cette méthode originale d'injection dans la structure périodique pourrait se rapprocher de

l'effet observé dans les cristaux photoniques lorsque la lumière est guidée par une ligne de défauts. Il existe néanmoins une différence fondamentale entre ces deux phénomènes issus pour l'un d'une injection par onde évanescente (phénomène parfois appelé Evanescent Addressing Mode, EAM ou effet tunnel résonant [59, 60]) et l'autre par une onde propagative. Dans le cas de *l'adressage par onde évanescente*, le couplage optique entre deux régions est plus localisé et la présence de structures périodiques peut provoquer une délocalisation de la lumière pour certaines bandes de longueur d'onde. Une conséquence directe de cet effet est de pouvoir guider de la lumière sur une seule ligne de structures périodiques [60].

3.2 Étude théorique d'une structure simple

3.2.1 Résultats de la méthode développée par Girard et al.

Les simulations théoriques, réalisées en collaboration avec C. Girard, du CEMES de Toulouse, avait permis de modéliser la configuration expérimentale de la Fig.I.9 en utilisant le formalisme de Green (voir Fig.I.10).

La configuration géométrique qui avait été utilisée lors de ce calcul [59] est la suivante (voir Fig. I.11) :

- Les plots sont carrés ($300nm$ d'arête) et hauts de $180nm$; il sont répartis en réseau carré, distants de $300nm$;
- La matrice est composée de 6 lignes de onze plots chacune; ces structures sont d'indice $n_{structures} = 2,1$ et baignent dans l'air ($n_{air} = 1$) ;
- L'éclairage de la matrice est modélisé par une onde plane se propageant dans un milieu semi-infini d'indice $n_{guide} = 1,5$, et en réflexion totale sur le dioptre séparant ce milieu de celui contenant la matrice (angle d'incidence par rapport à la normale $\theta_i = 43^\circ$).
- La première rangée de plots est accolée au dioptre d'entrée ; à l'extrémité de la matrice, un second dioptre introduisant un milieu d'indice 1,5 qui est également accolé à la dernière rangée de plots (simulation du guide passif).

On observe des variations de transmission par la matrice de plots selon la longueur d'onde. La figure I.10 présente une cartographie des intensités du champ électrique ($|E|^2$) et du champ magnétique ($|H|^2$) pour deux longueurs d'onde ($\lambda_1 = 760nm$ et $\lambda_2 = 810nm$) dans le plan médian. Le

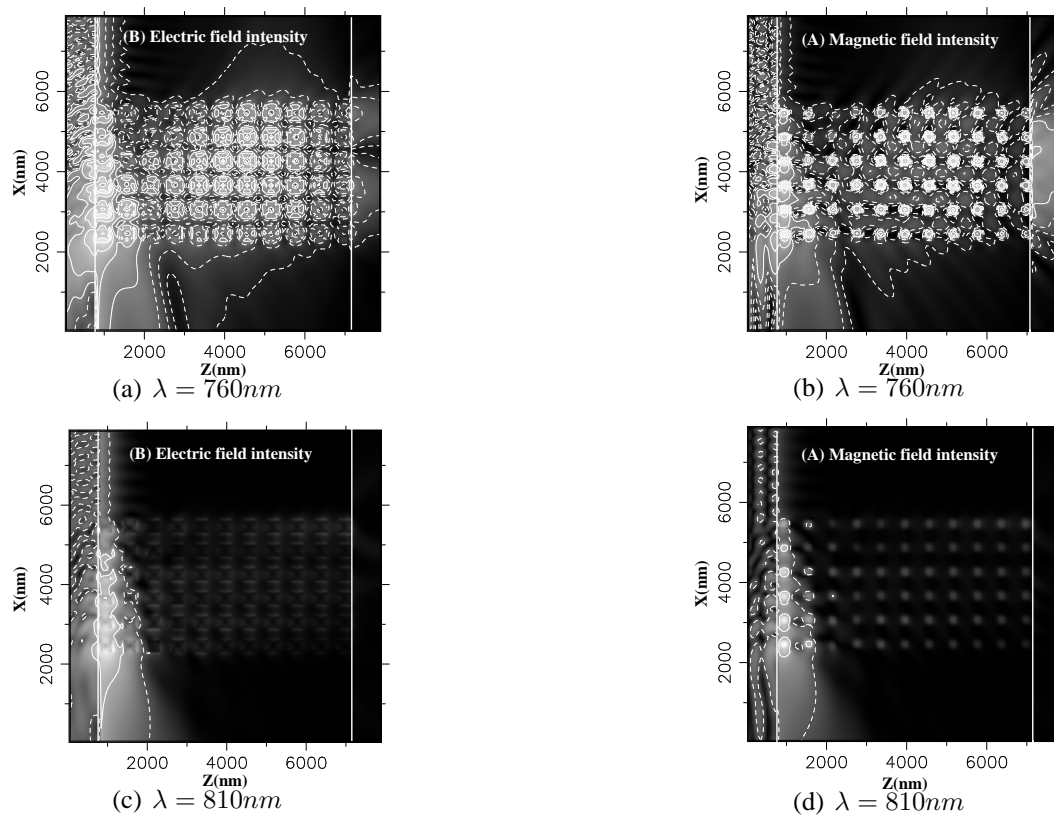


FIG. I.10 – Distribution du champ électrique et magnétique, dans le plan médian des nanostructures de 300nm pour deux longueurs d'ondes (échelle d'intensité logarithmique). Calcul réalisé par C. Girard [59]

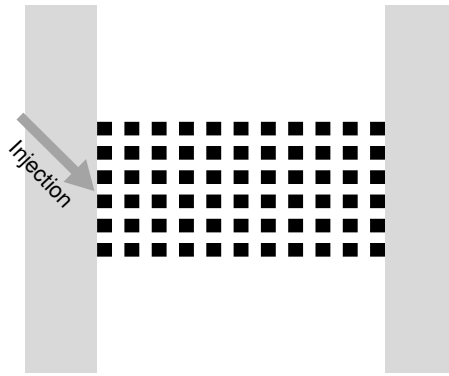


FIG. I.11 – Configuration géométrique de la simulation.

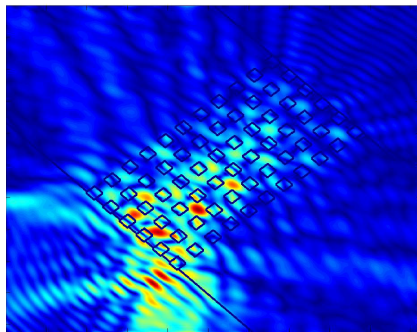
faisceau d'excitation est incident dans la partie supérieure gauche des images : il interfère avec l'onde plane réfléchiée pour donner un système de franges. Nous observons un comportement complètement différent. Alors qu'à la longueur d'onde λ_1 , l'ensemble de la matrice est éclairée et l'on peut même remarquer une onde transmise à l'autre dioptré, on peut observer que pour la longueur d'onde λ_2 , la pénétration du champ dans la matrice est beaucoup plus faible et la propagation de l'onde dans les nanostructures est fortement atténuée. Ces résultats sont conformes à la théorie et rendent compte de la sensibilité du champ électromagnétique à la longueur d'onde dans ce type de structures.

3.2.2 Comparaison entre deux méthodes de simulation

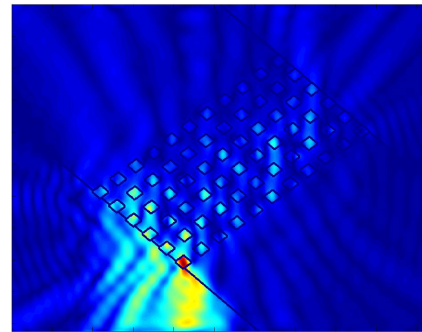
Nous avons reproduit cette simulation en utilisant la méthode FDTD, qui, elle-aussi, a fait ces preuves pour la caractérisation de la propagation d'onde dans des structures sub-longueur d'onde. Nous nous sommes placés dans le cas à deux dimensions, la hauteur des plots étant infinie, et dans une polarisation TE. Pour le reste (indices de réfraction, taille des plots, injection...), les mêmes paramètres que précédemment ont été employés. La figure I.12 représente la distribution des champs électrique et magnétique pour les deux longueurs d'onde $\lambda = 760nm$ et $\lambda = 810nm$. FullWave ne permettant pas l'utilisation direct d'ondes planes, l'excitation est effectuée par une onde de forme gaussienne large (la largeur à mi-hauteur est prise cent fois plus grande que la fenêtre) venant du bas de la fenêtre de calcul et se dirigeant verticalement (la première version de Fullwave utilisée pour ce calcul ne proposait qu'une direction d'injection). Le dioptré et la nanostructure sont donc inclinés de manière à permettre une incidence par rapport à la normale au dioptré de 43° nécessaire pour permettre une réflexion totale. La fenêtre de calcul (d'une taille de $8 \times 8\mu m^2$) est entourée d'une PML. Les images sont présentées avec une échelle d'intensité linéaire. Nous trouvons des résultats équivalents à ceux obtenus par Mulin

et al. [59]. En effet, les deux longueurs d'onde choisies montrent deux comportements assez différents, notamment du point de vue de la pénétration des ondes électromagnétiques selon la longueur d'onde.

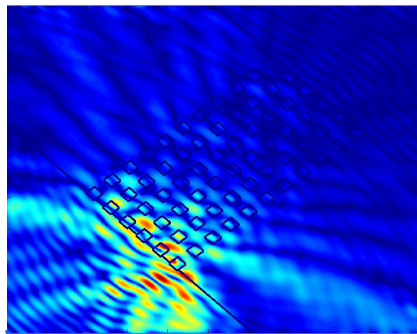
On remarque que, par les deux méthodes, on observe une localisation différentes des champs dans la structure. En effet, dans les figures I.10(a) et I.10(c), les maxima de $|E|^2$ sont situés sur le pourtour de chaque structure alors que dans les figures I.10(b) et I.10(d), les maxima de $|H|^2$ sont localisés au centre des plots. De même, les figures I.12(a) et I.12(c) montrent des maxima de $|E|^2$ entre les plots alors que dans les figures I.12(b) et I.12(d), les maxima sont localisés à l'intérieur des plots.



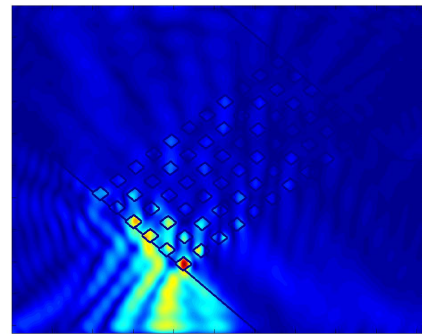
(a) Module carré du champ électrique $|E|^2$. Longueur d'onde $\lambda = 760nm$.



(b) Module carré du champ magnétique $|H|^2$. Longueur d'onde $\lambda = 760nm$.



(c) Module carré du champ électrique $|E|^2$. Longueur d'onde $\lambda = 810nm$.



(d) Module carré du champ magnétique $|H|^2$. Longueur d'onde $\lambda = 810nm$.

FIG. I.12 – Cartographie des champs électrique et magnétique pour une matrice de nanostructures de $300nm$, polarisation TE, taille de l'image $8 \times 8\mu m^2$ (Echelle linéaire).

Un capteur permettant de déterminer l'intensité du champ incident et un deuxième capteur mesurant le champ transmis dans le dioptre en sortie de matrice, centré sur celle-ci, nous ont permis de calculer le coefficient de transmission normalisé par rapport au champ incident. Là où Mulin et al. [59] trouvaient quasiment 30% de transmission pour le champ \vec{E} à $\lambda = 760nm$, la simulation

2D-FDTD nous donne un peu moins de 20% (cf. Fig.I.12(a)).

En conclusion, il est intéressant de remarquer que les deux simulations montrent des résultats équivalents malgré les différences inhérentes aux spécificités de chaque méthode.

3.3 Analyse du coupleur à cristal photonique par la méthode FDTD

Dans cette partie, nous allons étudier le modèle utilisé dans la partie précédente, en affinant notre analyse notamment du point de vue de l'injection. En effet, l'injection a été effectuée par réflexion totale d'une onde plane sur un dioptre plan, permettant la création de l'onde évanescente qui va ensuite exciter le champ dans les nanostructures.

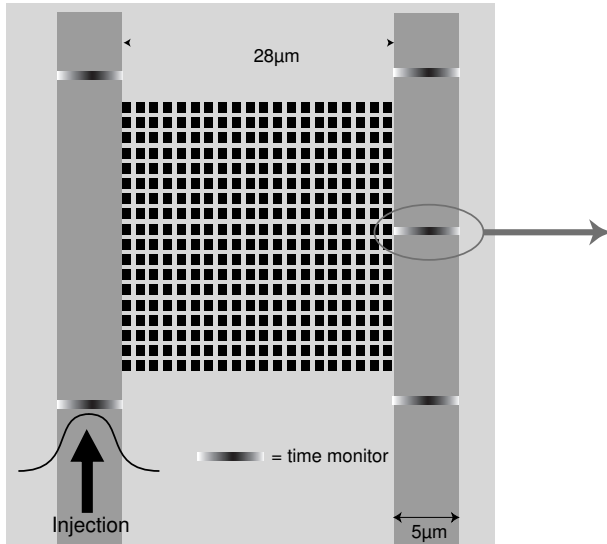
Toujours en nous limitant à deux dimensions, nous avons simulé deux guides d'onde plans, dont la traîne évanescente des modes guidés pourrait *arroser* les structures périodiques, se rapprochant plus de la réalité expérimentale.

Le matériau choisi pour la fabrication est une structure multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$ sur substrat de Si dont le comportement semble bien convenir à la fois à l'expérience (monomode sur la gamme de longueur d'onde d'étude, forme du mode guidé assez large permettant un traîne assez importante sur les bords) et la fabrication bien maîtrisée au laboratoire. Nous avons aussi choisi de fabriquer une matrice de trous convenant plus aux guides d'ondes, puisqu'ils sont semi-enterrés.

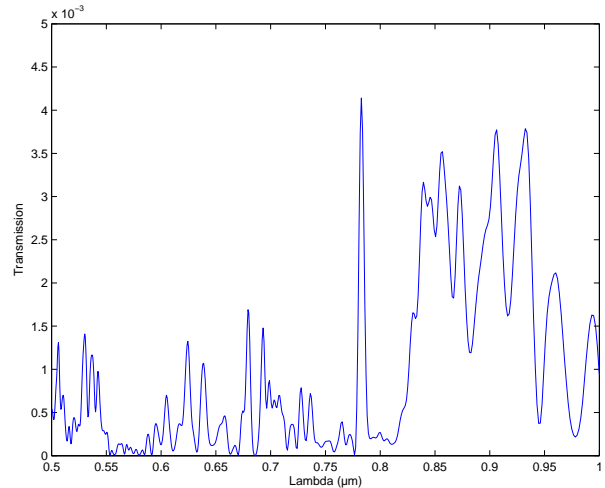
Nous avons cherché à faire une analogie 2D de ce problème 3D. Nous avons choisi un matériau dont l'indice correspond à l'indice de la couche guidante de $SiON$ ($n_1 = 1,53$). Nous avons ensuite fabriqué deux guides plan dont l'indice optique permet un guidage monomode (mode calculé par BPM puis réinjecté dans le calcul FDTD). Nous pouvons voir une illustration de cette configuration Fig. I.13(a).

En envoyant une impulsion et en plaçant des capteurs (*time monitor* dans le logiciel Rsoft) recevant l'intensité du champs \vec{E} , nous avons pu faire une étude spectrale de ce système. De nombreuses configurations ont été étudiés : nous avons fait varier la période a , la taille des trous par rapport à la période (c'est-à-dire le facteur de remplissage f), la forme des trous, l'écartement entre les guides d , le type de maille de la matrice (carrée, hexagonale...). Nous pouvons voir Fig. I.13(b) un spectre de transmission calculé dans le cas de deux guides parallèles reliés par 40 trous (période $a = 700nm$, taille des trous $c = a/2 = 350nm$, facteur de remplissage $f = 25\%$). Le capteur est placé sur le guide

récepteur au milieu du bord de la matrice. Malgré les fortes variations de l'intensité transmise, nous obtenons un pic de transmission assez fin pour une longueur d'onde $\lambda = 782,7nm$, effet qui peut être utile lors d'un couplage guide à guide avec filtrage en fréquence.



(a) Schéma d'une des configurations adoptées pour la simulation. Nous apercevons deux guides parallèles séparés de $28\mu m$ reliés par une matrice de trous de maille carrée (période de $700nm$, trous carrés de $350nm$ de côté).



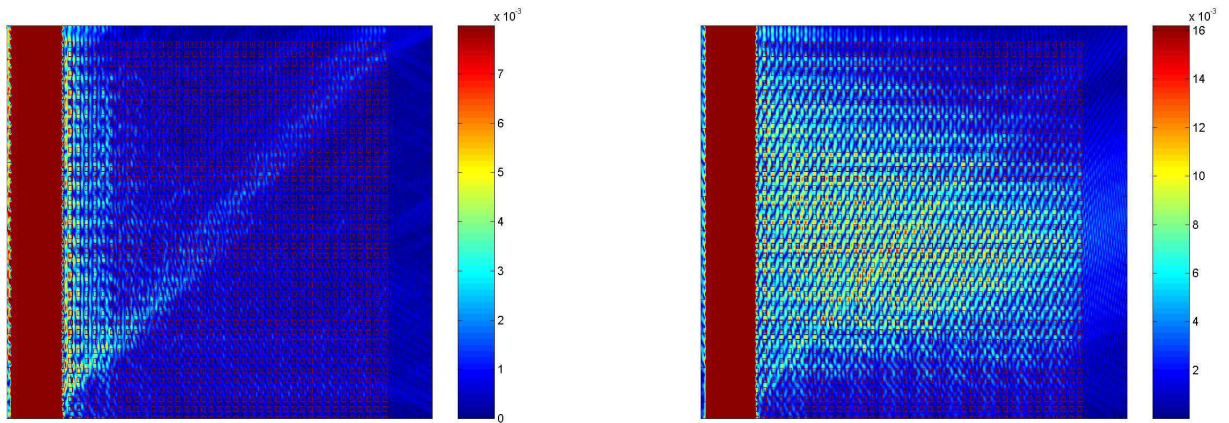
(b) Spectre de transmission calculé pour cette configuration et pour le *time monitor* indiqué. Polarisation TE.

FIG. I.13 – Schéma et spectre de transmission pour une des configurations étudiées.

Il est possible par la suite de calculer des cartographies des champs pour quelques longueurs d'onde intéressantes (cf. Fig.I.14). On voit par exemple que l'onde pénètre beaucoup mieux dans la nanostructure à la longueur d'onde correspondant au pic trouvé dans le spectre I.13(b)) ($\lambda = 782,7nm$) que pour $\lambda = 758nm$, située à gauche du pic, pour laquelle l'intensité décroît assez vite. La figure I.14(b) montre aussi qu'une partie de l'onde est transmise dans le deuxième guide.

3.4 Conclusion

Nous avons lors de ces essais chercher à trouver la meilleure configuration possible pour réaliser un coupleur à cristal photonique entre deux guides parallèles. Nous avons fait varier les différents paramètres : période, taille des trous, type de maille (triangulaire et carrée), écart entre les guides. Comme nous pouvons le voir sur les figures I.13 et I.14, la transmission de la lumière d'un guide à l'autre reste très faible (entre 0,5 et 2% dans les cas étudiés) et ne semble pas permettre le guidage efficace de l'onde transmise dans le deuxième guide d'onde. Nous n'avons pas réussi à trouver une



(a) Cartographie de l'intensité du champ électrique pour $\lambda = 758,0nm$.

(b) Cartographie de l'intensité du champ électrique pour $\lambda = 782,7nm$ (sur le pic de la Fig.I.13(b)).

FIG. I.14 – Deux cartographies du champ électrique à deux longueurs d'onde. L'écart entre les guides de $28\mu m$. L'intensité a été saturée dans les guides d'injection (à droite) pour donner plus de contraste dans l'intérieur de la matrice.

géométrie pour la nanostructure permettant un meilleur couplage. De plus, les calculs ont été effectués par 2D-FDTD, une technique qui ne tient pas compte de probables fuites hors du plan. Ce type de structure demanderait un travail plus en profondeur notamment en partageant le travail de simulation en plusieurs étapes :

- optimisation du couplage guide-structure. La méthode d'injection dans la structure par onde évanescente est beaucoup moins répandue que celle par onde propagative et nécessite une recherche plus approfondie. Le travail réalisé par Mulin et al. [57] a mis en avant l'importance de la première ligne de trous accolée au guide d'onde qui permet de frustrer la traîne évanescente de l'onde guidée.
- l'onde ainsi couplée dans la structure est ensuite propagée dans la structure jusqu'au second guide. Cette étude va à contre-pied des études habituelles des cristaux photoniques qui sont plutôt axées sur la détermination des bandes interdites photoniques.
- enfin, le couplage structure-guide en sortie nécessite lui aussi une étude approfondie.

La fabrication des échantillons par FIB restant encore à valider et constituant l'enjeu majeur de cette thèse, nous avons décidé d'étudier l'interaction entre guide d'onde traditionnel et des structures photoniques sub-longueur d'onde, mais dans une configuration plus simple déjà étudiée et validée dans de nombreuses publications. Nous avons donc cherché à étudier le comportement de structures directement percées sur le guide d'onde, possédant ou non des défauts.

I.4 ÉTUDE THÉORIQUE DE NANOSTRUCTURES ASSOCIÉES À DES GUIDES D'ONDE

Dans cette partie, nous utiliserons les méthodes de simulations présentées dans la partie I.2 pour étudier les structures mésoscopiques que nous fabriquerons.

4.1 Calcul des structures de bande

Comme nous l'avons vu auparavant, de nombreux paramètres entrent en jeu lors de la création de structures photoniques, comme la période de la structure, la forme des trous ou des plots, ainsi que leur taille ou plus précisément ce que l'on appelle le facteur de remplissage, la régularité et la profondeur des trous, la différence d'indice optique etc. Pour prendre en compte l'ensemble de ces paramètres, nous avons donc procédé par étapes successives. La détermination des structures de bandes par méthode PWE nous permet de trouver les paramètres de la nanostructure (taille des trous, périodes) pour le matériau choisi (structure multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$). Les calculs seront faits en deux dimensions. L'indice effectif de cette structure, déterminé par un calcul BPM (RSoft *BeamProp*), vaut $n_{eff} = 1,489$ pour une longueur d'onde $\lambda = 900nm$, longueur d'onde choisie pour correspondre au centre de la gamme du Laser accordable utilisée par la suite.

Le calcul nous donne une bande interdite complète dans le cas d'une structure à maille triangulaire pour une seule polarisation (TM), pour un diamètre de trou d compris entre $0,65a$ à $0,82a$ (a étant la période de la matrice). La figure I.15 représente le diagramme de bande pour un diamètre $d = 0,7a$. La BIP dans la polarisation TM peut être obtenue pour des fréquences relatives $0,473 < \left(\frac{\omega \cdot a}{2\pi c} = \frac{a}{\lambda}\right) < 0,496$. Le fait que la BIP en TM soit très fine et qu'il n'existe pas de BIP complète pour l'autre polarisation (voir Fig.I.15) peut être expliqué par la faible différence d'indice entre le matériau et les trous ($\Delta n = n_{eff} - n_{air} = 0,489$).

Par la suite, nous avons choisi de travailler avec des matrices dont la période $a = 360nm$ et des trous de diamètre $d = 200nm$. Ces paramètres ont été choisis pour être compatibles à la fois avec les contraintes technologiques et expérimentales. En effet, la période est choisie pour obtenir une BIP dans la gamme de longueur d'onde permise par le Laser utilisé dans la partie expérimentale (au alentour de $800 - 900nm$). De même, le rapport d/a peut difficilement excéder $0,7$ à cause des limitations dues aux méthodes de fabrication choisies.

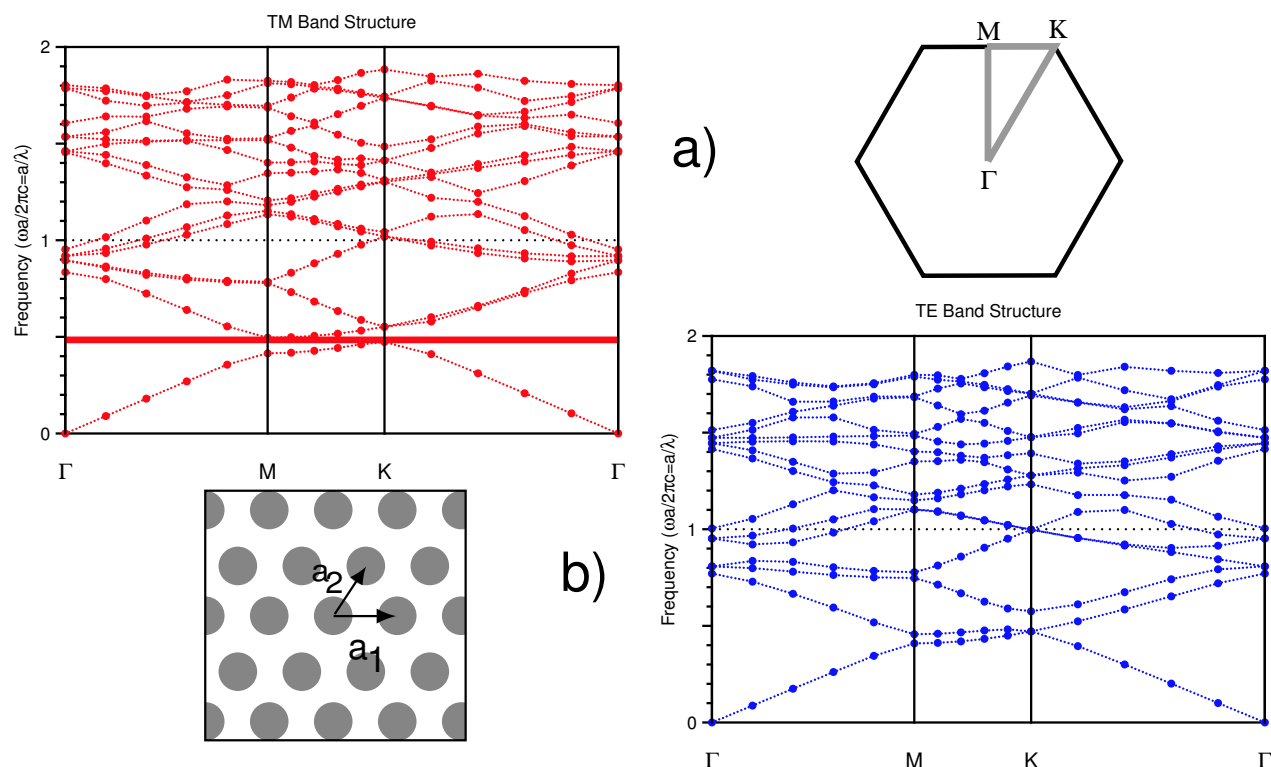


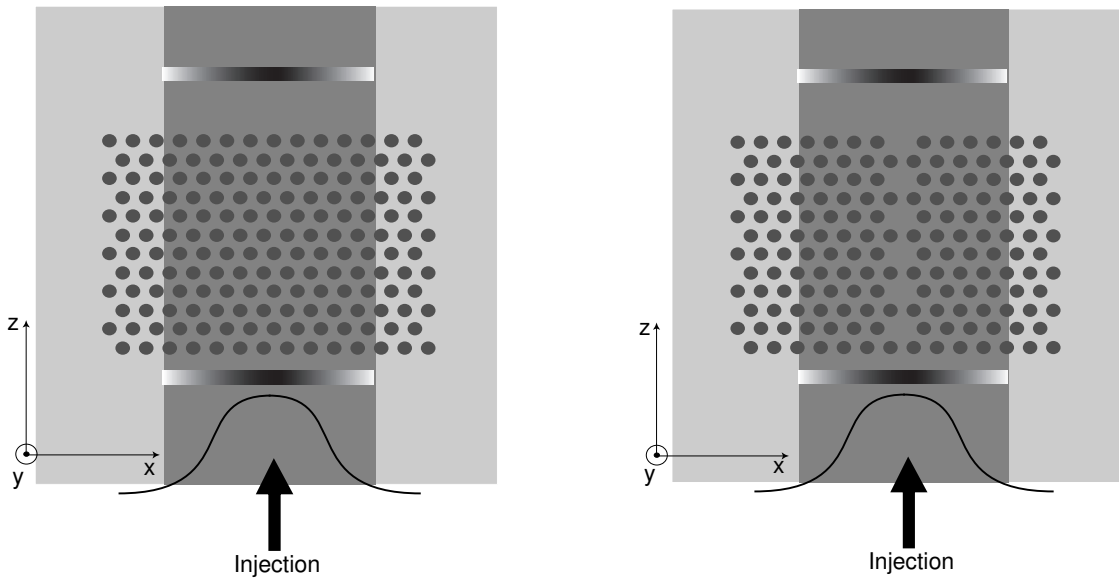
FIG. I.15 – Diagrammes de bande pour une matrice de trous à maille triangulaire ($n = 1,489$).

4.2 Simulations FDTD

Les paramètres de la matrice (période a , diamètres des trous d , rapport d/a) ont été déterminés pour trouver une BIP dans la gamme de longueurs d'onde nous intéressant. La prochaine étape est de caractériser les nanostructures associées aux guides d'onde traditionnels par simulation FDTD. Bien que le calcul 3D soit inclus dans les possibilités du programme *FullWave* et pourrait nous donner une somme d'informations complémentaires (profondeur des trous, effet de surface etc...), cela demanderait malheureusement trop de ressources informatiques sachant la taille de l'ensemble de la structure. Nous nous sommes donc limité au calcul 2D, qui nous donnera une bonne approximation.

Nous nous sommes principalement intéressés à deux types de nanostructures sur guide d'onde. La première est une matrice à maille triangulaire de trous centrée sur le guide (voir Fig. I.16(a)), la seconde reprend les mêmes paramètres, mais en omettant une ligne de trous au centre du guide (voir Fig. I.16(b)).

Nous nous attendons à ce que la première matrice de trous se comporte comme un miroir pour les longueurs d'onde incluses dans la bande interdite photonique. Le comportement de la deuxième structure est plus compliqué, mais la ligne de trous pourra sans doute agir comme un guide d'onde à

(a) Schéma de la configuration *sans défauts*.

(b) Schéma de la configuration avec une ligne de trous manquants centrée par rapport au guide.

FIG. I.16 – Deux nanostructures étudiées par FDTD.

certaines longueurs d'onde.

4.2.1 Guides avec une structures triangulaire de trous

Nous nous plaçons dans le premier cas *sans défauts* (Fig. I.16(a)). La lumière est injectée dans un guide d'onde planaire qui a été percé d'une matrice de trous utilisant les paramètres déterminés précédemment.

Dans un premier temps, les spectres de transmission ont été calculés en injectant une impulsion dans la direction ΓM . Deux de ces spectres sont présentés sur la figure I.17. Nous remarquons que, bien que ces structures n'avaient pas montré de BIP complète pour la polarisation TE et une bande très fine dans le cas de la polarisation TM, ces spectres indiquent tout deux des BIP.

Pour la polarisation TE, une forte chute du rendement de transmission peut être remarquée pour une gamme de longueur d'onde entre $850nm$ et $900nm$. Pour la polarisation TM, cette chute de transmission existe cette fois entre $800nm$ et $925nm$. Cette chute de transmission augmente avec le nombre de périodes dans la direction de propagation. Nous avons trouvé qu'un minimum de vingt périodes est nécessaire pour assurer moins de $0,1\%$ de transmission dans la gamme de longueur d'onde de la BIP. Pour cet exemple, nous avons utilisé 40 périodes.

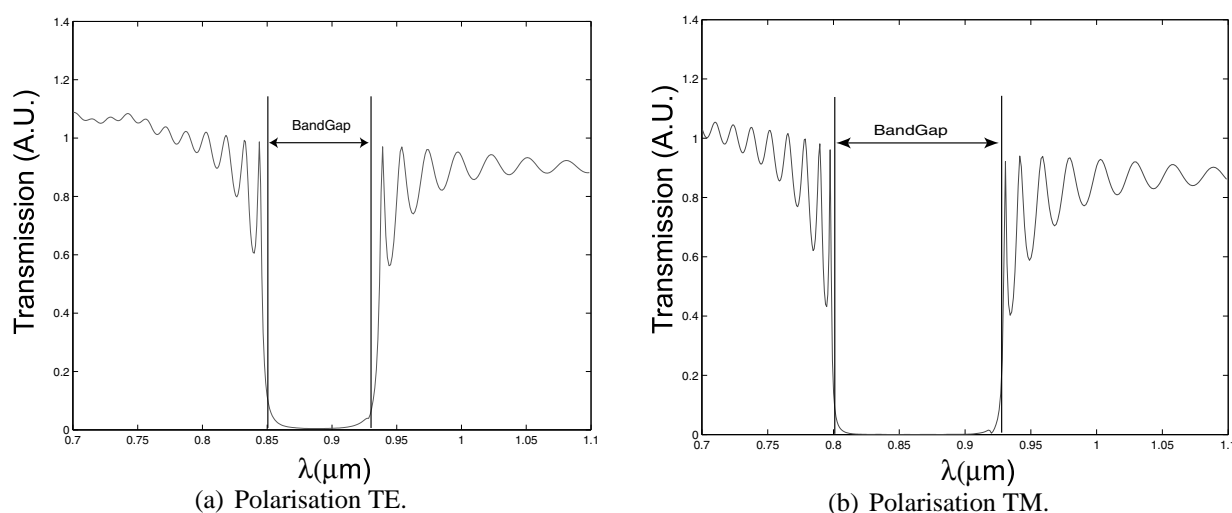
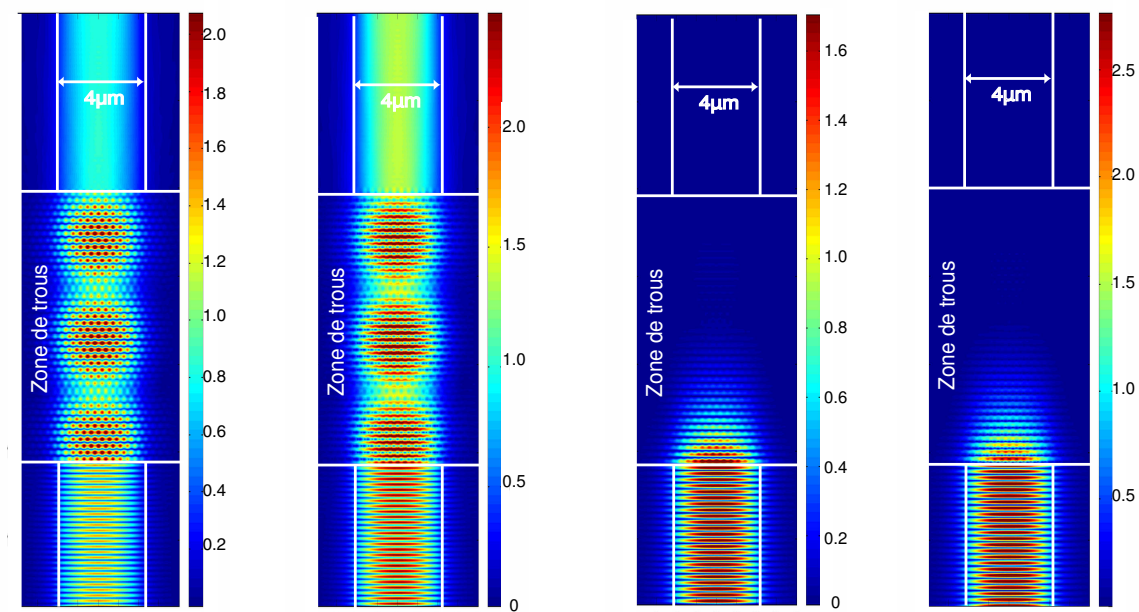


FIG. I.17 – Spectres de transmission de matrices de 40×40 trous.

Nous avons comme précédemment, pour certaines longueurs d'onde intéressantes, calculé la cartographie de chaque champ (E_y , H_y et H_z pour une polarisation TE, E_x , E_z et H_y pour une polarisation TM) simplement en injectant dans le guide une excitation continue et en faisant tourner le calcul assez longtemps pour que les champs soient stabilisés dans la structure.

La figure I.18 représente les cartographies des champs électrique et magnétique calculés dans le cas d'une polarisation TE à deux longueurs d'onde différentes. Pour $\lambda = 800\text{nm}$ (voir Fig. I.18(a) et I.18(b)), nous sommes dans une longueur d'onde en dehors de la BIP, la lumière passe donc à travers la structure de trous. Nous observons dans le guide d'entrée (en bas de la structure sur la figure) des franges d'interférences qui sont dues à la réflexion d'une partie de l'onde par la nanostructure. La période de ces franges correspond à l'écart entre deux lignes de trous. À l'intérieur de la matrice, on observe une modulation du champ due aux trous. On peut remarquer que cette modulation sera différente pour le champ électrique et magnétique. On observe en effet des maxima de $|E|^2$ dans les trous alors que les maxima de $|H|^2$ sont localisés entre les lignes de trous. Nous remarquons aussi à l'intérieur de la structure l'apparition de trois battements. Ces battements sont sans doute créés par les multiples réflexions dans la structure et à chaque interface guide-structure.

Pour $\lambda = 900\text{nm}$ (voir les Fig. I.18(c) et I.18(d)) qui se trouve quant à elle dans la gamme de longueur d'onde de la BIP, la lumière semble être totalement réfléchi. Nous observons une meilleure visibilité des franges d'interférences dans le guide d'entrée. Par contre, l'onde pénètre plus dans la structure qu'il n'était attendu. En effet, il faut attendre 20 périodes de trous pour qu'il ne reste moins de 1% de l'intensité $|E|^2$. Au bout de 10 périodes, 30% en intensité de $|E|^2$ est transmis.



(a) Module carré du champ électrique $|E|^2$, $\lambda = 900nm$.

(b) Module carré du champ électrique $|H|^2$, $\lambda = 900nm$.

(c) Module carré du champ électrique $|E|^2$, $\lambda = 800nm$.

(d) Module carré du champ électrique $|E|^2$, $\lambda = 900nm$.

FIG. I.18 – Distribution des champs électrique et magnétique (polarisation TE). Matrice triangulaire de 40×40 trous sur un guide d'onde ($a = 360nm$, $d = 200nm$).

Ces figures illustrent bien la différence de comportement entre deux longueurs d'onde prise dans et en dehors de la BIP. Pour une longueur d'onde judicieusement choisie, la nanostructure se comporte comme un miroir.

4.2.2 Guides percés d'une matrice triangulaire de trous avec une ligne manquante

Cette deuxième structure (voir la Fig. I.16(b)) a été étudiée de la même manière que la matrice sans défauts. Comme nous l'avons vu dans la partie présentant les cristaux photoniques, les structures périodiques lacunaires peuvent donner lieu à des guides d'onde dans une ligne de trous manquants.

La lumière est toujours injectée dans la direction ΓM . Les spectres de transmission (Fig. I.19) montrent que les bandes interdites ont été perturbées par la ligne de trous manquants et on voit apparaître quelques pics sur le bord de la BIP, mais aucune dans la gamme des BIP, qui aurait prouvé qu'un mode guidé pouvait s'y installer.

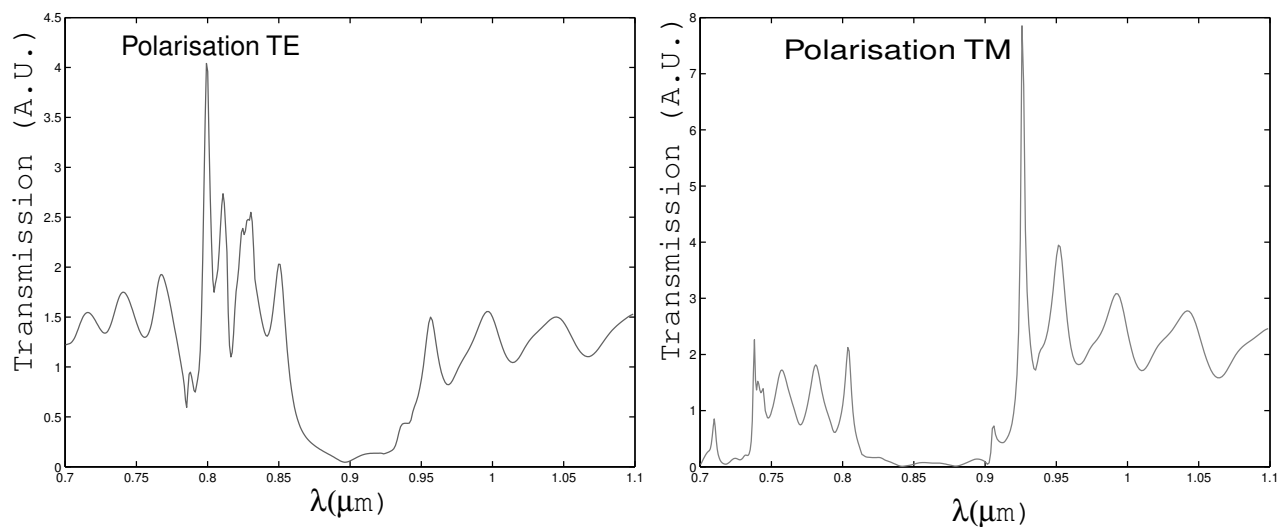


FIG. I.19 – Spectres de transmission pour une structure de trous sur guide avec une ligne de défauts.

La cartographie des champs dans les deux polarisations indiquent des comportements intéressants du point de vue de la structuration du champ à l'intérieur de la ligne de lacune. c'est ce que montrent les deux exemples Fig. I.20. Les deux images, effectuées en polarisation TM, indiquent deux comportements bien différents. En effet, dans la Fig. I.20(a), la lumière pénètre assez profondément à l'intérieur de la structure, et est surtout confinée dans la ligne de trous manquantes, ce qui montre un comportement assez proche d'un guide sur cristal photonique. La distribution du champ dans cette ligne de lacune apparaît très structurée et périodique. On observe un *chapelet* de plusieurs maxima. À

l'entrée du guide photonique, deux lobes apparaissent suivis d'un lobe en étoile, suivi à nouveau de quatre lobes similaires aux deux premiers puis à nouveau la forme étoilée et ainsi de suite jusqu'à la sortie de la matrice. Ces lobes peuvent trouver une explication dans la forme particulière que prend la lacune de trou dans la direction ΓM , comme on peut le voir sur la figure I.16(b) : dans cette direction, on voit apparaître une suite de cavités, qui peuvent tous jouer le rôle de cavité résonante, et le guidage est effectué par couplage d'une cavité à une autre.

Par contre, la Fig. I.20(b), effectuée à $\lambda = 850nm$, une longueur d'onde qui se trouvait dans la gamme de la bande interdite, montre que la lumière semble, malgré les défauts, réfléchi par la structure et n'y pénètre que très peu. On observe malgré tout une pénétration plus importante à l'endroit de la lacune.

I.5 CONCLUSION

Les études effectuées ci-dessus ont été effectués par un logiciel de 2D-FDTD et donnent des informations sur le comportement des structures photoniques.

Nous avons, dans un premier temps, étudié un coupleur à cristal photonique entre deux guides parallèles. Nous n'avons malheureusement pas pu déterminer les paramètres de la nanostructure permettant d'obtenir un taux de couplage satisfaisant.

La validation de la fabrication de cristaux photoniques par FIB restant l'enjeu majeur de cette thèse, nous avons donc décidé de choisir des structures plus simples. Ainsi, nous avons choisi de travailler sur des nanostructures périodiques gravées sur les guides d'onde, l'une sans défaut, qui peut jouer le rôle d'un miroir dans la gamme de longueur d'onde de la BIP, la seconde, possédant une ligne de défauts en son centre, qui provoque une structuration intéressante du champ en fonction de la longueur d'onde. Ces structures, réalisées sur un matériau de bas indice (*SiON*) présentent une fine BIP en polarisation TM et aucune en polarisation TE. Cependant, les simulations FDTD nous ont permis de montrer des effets intéressants dans les deux polarisations avec les deux types de structure.

Les simulations nous ont aussi permis de trouver les paramètres (taille des trous, période de la maille etc...) qui permettent des bandes interdites partielles (selon la direction ΓM dans la gamme de longueur d'onde du laser accordable qui sera utilisé lors de la caractérisation. Ces paramètres serviront de base à la fabrication décrite dans le chapitre suivant.

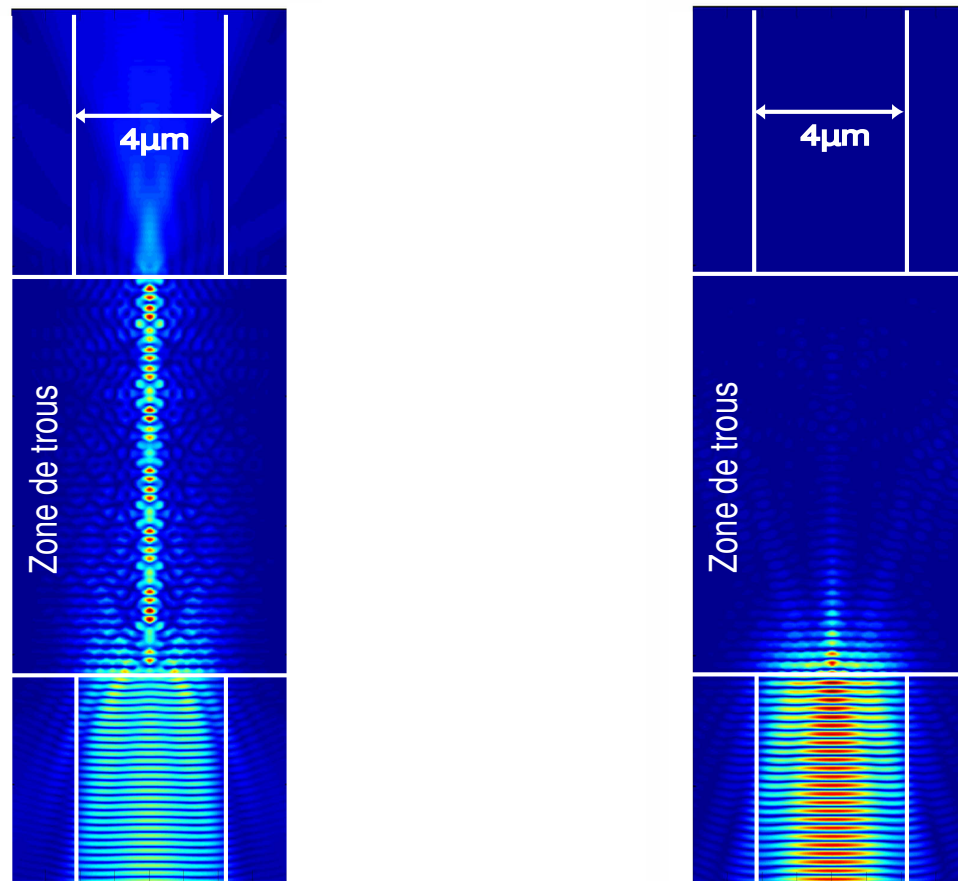
(a) $\lambda = 752nm$, sur un pic de transmission.(b) $\lambda = 850nm$, dans un creux de transmission.

FIG. I.20 – Cartographie du champ $|H_y|^2$, polarisation *TM*. Matrice triangulaire de 40×40 trous avec une ligne manquante en son centre.

MÉTHODES DE FABRICATION DE NANOSTRUCTURES PHOTONIQUES ASSOCIÉES À DES GUIDES D'ONDE

Sommaire

II.1 Quelques généralités sur la fabrication de structures photoniques	54
II.2 Description des guides et des structures photoniques	58
II.3 Gravure des échantillons	64
II.4 Gravure directe par FIB	69
II.5 Fabrication par action combinée du FIB et de la RIE	78
II.6 Conclusion	82

La fabrication de structures périodiques de taille nanométrique est devenue de nos jours un enjeu technologique important, de par les nombreuses applications et effets auxquels ces structures sont liées, à commencer par les cristaux photoniques. Nous verrons dans cette partie une approche originale de la fabrication de telles structures par l'utilisation du faisceau d'ion focalisé (Focused Ion beam, FIB).

II.1 QUELQUES GÉNÉRALITÉS SUR LA FABRICATION DE STRUCTURES PHOTONIQUES

1.1 Présentation générale

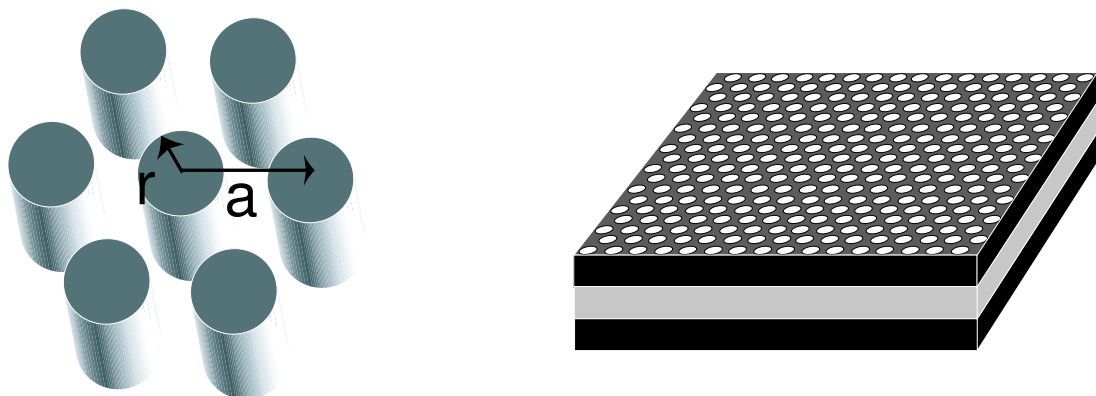
Aux cours des vingt dernières années, depuis la démonstration des bandes interdites photoniques (Photonic Bandgap, PBG) ([61–64]), de nombreuses méthodes ont été développées pour fabriquer des structures périodiques submicroniques sur des matériaux diélectriques (principalement des matériaux à forts indices comme l'*AsGa*). Nous nous intéresserons ici uniquement à la fabrication des structures planaires (ou pseudo-2D, car il s'agit en toute rigueur d'un problème tridimensionnel), dont les technologies actuelles permettent une fabrication plus aisée que les structures 3D.

Il est possible de trouver de nombreux articles dans la littérature concernant la fabrication de telles structures périodiques photoniques. Le lecteur pourra se reporter pour plus de détails au livre [65] ainsi qu'à des articles de synthèse [64, 66, 67] ou aux nombreux articles concernant la fabrication des cristaux photoniques sur silicium [68], sur *SOI* (Silicon On Insulator) [69–71], qui permettent un bon confinement de la lumière dans le sens de la hauteur grâce à la différence d'indice entre le silicium et la silice, sur des structures multicouches de semi-conducteur de type *III/V* (*GaAs/AlGaAs* ou *InP*) [19, 72, 73], qui permettent également de concilier optique guidée et BIP.

Plusieurs techniques de fabrication sont apparues durant cette dernière décennie. Les premières structures photoniques qui ont permis une validation expérimentale de l'effet de BIP ont été fabriquées par Yablonovitch en perçant mécaniquement (par gravure ionique chimiquement assisté) des trous dans un matériau diélectrique [74]. Elles donnaient lieu à une BIP dans le domaine spectral microonde. Par la suite, une large variété de procédures issues des technologies des semiconducteurs ont été appliquées pour produire des structures photoniques sur ces matériaux. Des progrès ont été accomplis pour atteindre des dimensions sub-microniques nécessaires à l'obtention de BIP dans les domaines spectraux visibles et du proche infrarouge. La plupart de ces techniques ont été empruntées à la micro-électronique sur silicium et impliquent des combinaisons de croissance de matériau, de lithographie, de gravure ainsi que de nombreux processus chimiques.

Les différents matériaux utilisés (Silicium, *AsGa*, etc...) entraînent à leur tour un certain nombre de contraintes liées qui nous fera choisir une technique plutôt qu'une autre. Il sera présenté ici quelques cristaux photoniques "traditionnels" planaires les plus répandus.

La fabrication la plus courante demande deux étapes, l'une permettant d'inscrire les zones à graver sur la surface du semiconducteur puis une deuxième pour graver ces zones, ce qui permet de créer le réseau de trous. La première étape est le plus fréquemment effectuée par lithographie électronique. Pour la seconde étape, la gravure humide présente le risque de sous-gravure. La gravure sèche par ions réactifs (Reactive Ion Etching, RIE) est préférée car elle permet un contrôle précis de la taille des trous et de leur arrangement (avec une précision nanométrique), mais par contre, possède une profondeur maximale de gravure. C'est pour cette raison que cette méthode est souvent employée pour la fabrication de structures ne demandant pas des profondeurs de gravure excessive, ce qui est le cas dans les structures multicouches ou sur guides d'ondes (cf. fig II.1) qui permettent un confinement dans le sens de la hauteur. La gravure électrochimique permet quant à elle d'obtenir des trous très profonds avec un très bon facteur de forme, mais la taille et la forme des trous sont contrôlées avec une précision moindre.



(a) Paramètres géométriques d'une structure à arrangement triangulaire de piliers diélectriques dans l'air

(b) Matrice triangulaire "inverse" de trous dans une structure multicouche (les piliers ont été remplacés par des trous)

FIG. II.1 – Description géométrique des matrices triangulaires.

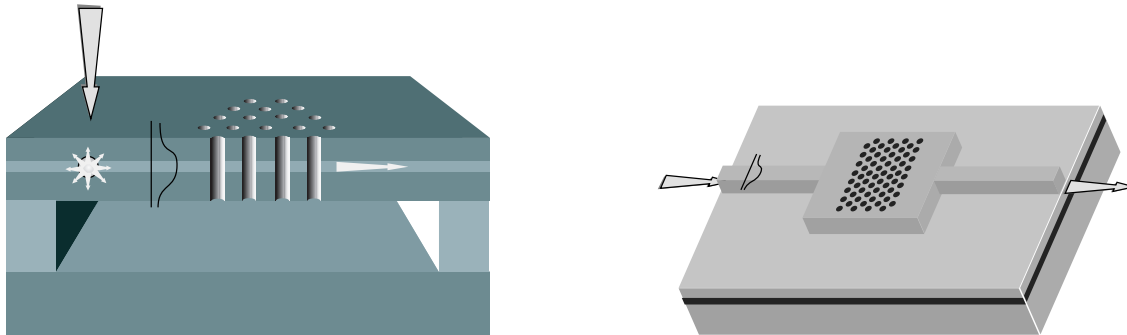
1.2 Association de structures photoniques à des guides d'onde

Après avoir fabriqué les structures photoniques, il reste le problème épineux de l'injection de la lumière dans la structure. Deux solutions ont été principalement développées pour le résoudre :

- La première consiste à insérer la source lumineuse directement à l'intérieur ou à proximité de la structure photonique. Cette méthode nécessite que la structure contienne une couche « active » : on extrait la lumière d'une couche photoluminescente (insérée au cours de l'épitaxie pour les

guides à bases de semi-conducteurs $III - V$) grâce à un LASER pompe (voir par exemple [75]) (Fig. II.2(a)).

- La seconde consiste simplement à amener la lumière jusqu'à la structure photonique grâce à un guide optique (la structure elle-même étant gravée sur ou à côté de ce guide). L'injection se fait par un bord clivé (voir par exemple [76]) (Fig. II.2(b)) .



(a) Excitation interne d'une couche luminescente, la lumière est ensuite confinée dans la couche guidante.

(b) Injection par le biais d'un guide d'onde ruban

FIG. II.2 – Illustration des deux principales méthodes d'injection dans des structures photoniques.

C'est cette seconde méthode que nous avons retenue, plus compatible avec l'optique guidée. Les structures peuvent être ensuite fabriquées de plusieurs manières.

1.2.1 Fabrication de la structure photonique en même temps que le guide optique

Cette première méthode avait été utilisée dans le travail de thèse précédant le mien [57–59] sur Si_3N_4 . L'échantillon a été réalisé en deux étapes (insolation d'une résine de $PMMA$ par lithographie électronique, puis RIE fluorée). L'avantage principal de cette méthode vient du fait que qu'il n'y a pas de problème de placement des structures par rapport aux guides, puisque les deux sont effectuées en même temps. Elle comporte par ailleurs deux inconvénients :

- les deux structures n'ont pas la même échelle, ce qui pose un problème de résolution numérique selon le logiciel utilisé (il existe un rapport entre le champ maximum et le plus petit détail pris en compte) et mécanique selon les performances des translateurs.

- on a peu de liberté quant au type de structure : les guides étant en relief, il est difficile de leur associer autre chose que des plots, les effets de proximité posant davantage de problèmes pour le dessin de trous avec une résine positive.

Nous avons donc préféré effectuer la fabrication des structures en deux étapes.

1.2.2 Fabrication en deux étapes : guide d'onde puis structure photonique

N'ayant pas à fabriquer les guides, la surface à traiter correspond uniquement à la structure photonique dont la taille, de quelques dizaines de μm^2 au maximum, permet une plus grande précision sur chaque structure gravée. Il ne reste plus qu'à se placer convenablement par rapport aux guides d'onde préalablement fabriqués pour réaliser la structure périodique.

Cette étape est effectuée par différents procédés lithographiques, la plus répandue restant la lithographie électronique ([16, 76, 77] etc...). L'échantillon à traiter est successivement recouvert d'une couche de silice ou de métal selon le substrat, puis d'une couche de *PMMA*. C'est cette dernière qui sera insolée par lithographie électronique. Les motifs seront ensuite reproduits par gravure sur la couche du dessous, qui servira de masque à une gravure pour finalement reproduire les motifs sur le substrat. Pour un placement précis, la méthode nécessite des repères préalablement gravés sur l'échantillon à l'écart des motifs à lithographier pour éviter l'insolation du *PMMA* lors de leur visualisation. D'autres méthodes de lithographie ont été développées, comme la lithographie Deep-UV (sur *SOI* [78]) ou encore lithographie interférentielle ([79], qui possède le gros désavantage de ne pas pouvoir introduire de défauts dans la structure périodique, un des effets des cristaux photoniques les plus utilisés à l'heure actuelle). Enfin, les récents progrès réalisés sur les machines à faisceaux d'ions focalisés (Focused Ion Beam, FIB) concernant particulièrement la résolution, la flexibilité et la facilité d'utilisation nous ont paru très intéressants. De plus, le traitement ne nécessite pas de couche de résine supplémentaire et permet la gravure directe du masque (voire de l'échantillon comme nous le verrons) et permet un placement de visu, le FIB pouvant servir d'appareil d'imagerie. Cet appareil a déjà été utilisé plusieurs fois pour la fabrication de nanostructures périodiques [80–86]).

Pour le cas qui nous intéresse, la réalisation de la structure photonique s'est inspirée des différentes méthodes qui ont été exposées ici.

La difficulté de la structure photonique associée à un guide d'onde, tient à ce qu'elle doit être positionnée avec une précision inférieure à sa période par rapport au guide. Or la fabrication de

ces objets, d'échelles très différentes, se doit d'être faite en deux étapes. Cette contrainte interdit l'utilisation de la lithographie *e-beam* telle que nous pouvons la pratiquer au laboratoire. En effet, le fonctionnement du MEB nous oblige à travailler en *aveugle* et le placement du support d'échantillon dans la chambre à vide ne dépasse pas une précision de l'ordre du micromètre, ce qui est largement en dessous de nos spécifications.

Le FIB (Focused Ion Beam) paraît un bon compromis, puisqu'il permet de contrôler visuellement la position de l'échantillon. Cependant, comme nous le verrons, l'utilisation de cet appareil amène d'autres difficultés.

II.2 DESCRIPTION DES GUIDES ET DES STRUCTURES PHOTO-NIQUES

2.1 Fabrication

Nous combinerons les structures photoniques à des guides d'ondes $SiO_2/SiON/SiO_2$, dont la fabrication a été développée au laboratoire dans le cadre d'autres projets. Dans un premier temps, la fabrication et les paramètres de ces guides seront détaillés.

La structure multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$ sur *Si* est présentée sur la figure II.3. Les différents paramètres (épaisseur des différentes couches, hauteur et largeur du ruban) ont été déterminés par BPM (RSoft BeamProp) de manière à obtenir un guidage monomode dans la gamme de longueur d'onde utilisée lors de la caractérisation (700-900nm).

Les détails du dépôt des couches et de la fabrication du guide d'onde sont décrits plus en détails dans les références [87–89].

La fabrication des guides est effectuée en salle blanche afin d'éviter la contamination des couches par des poussière ou l'humidité¹. Les différentes étapes sont détaillées sur la Fig. II.4.

Afin d'assurer une meilleure adhérence de la couche déposée par une procédure de PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) au substrat de silicium, les substrats silicium polis

1. Les guides ont été réalisés au laboratoire avec l'aide d'Andrei Sabac

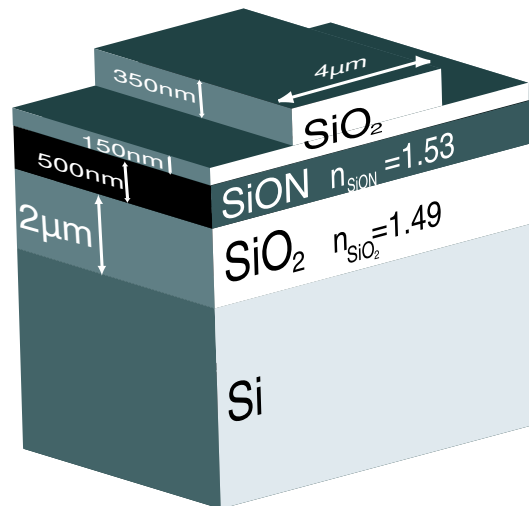


FIG. II.3 – Présentation de la structure multicouche des guides avec le détail des tailles et indices.

double face sont préalablement oxydés thermiquement dans un four à oxydation (modèle Tempress) à 1150°C sous un flux d'oxygène.

La première étape consiste en un dépôt par PECVD des trois couches successives de silice (épaisseur $3\mu\text{m}$), d'oxynitride de silicium (ép. $0,5\mu\text{m}$) puis à nouveau de silice (ép. $0,5\mu\text{m}$). Cette méthode permet un bon contrôle à la fois de l'épaisseur et de l'indice de réfraction des différentes couches.

Les structures guidantes sont ensuite définies par photolithographie qui comporte 3 étapes :

- réalisation du masque par photolithographie. C'est une plaque de verre recouverte d'une couche de chrome avec des ouvertures correspondant aux structures fabriquées. Les masques fabriqués au laboratoire permettent une précision de $0,1\mu\text{m}$ en positionnement (x,y) et une taille de spot minimale de $4\mu\text{m}$. La largeur des guides ne pourra donc être supérieure à $4\mu\text{m}$. La résolution angulaire minimale $\delta\theta$ est de $0,1^{\circ}$. Nous avons utilisé une résine positive (la zone exposée au rayonnement UV est enlevée lors du développement),
- enduction de résine positive photosensible (AZ5214),
- insolation UV de l'échantillon mis au contact du masque.

La gravure RIE (Reactive Ion Etching, PLASSYS) permet de graver la couche supérieure de SiO_2 de manière à dégager les rubans des guides. Les paramètres sont les suivants :

- gaz réactifs : $\text{C}_2\text{F}_6 = 30\text{sccm}$, $\text{O}_2 = 5\text{sccm}$
- pression de travail $p = 60\mu\text{Bar}$
- puissance RF $W = 150\text{W}$.

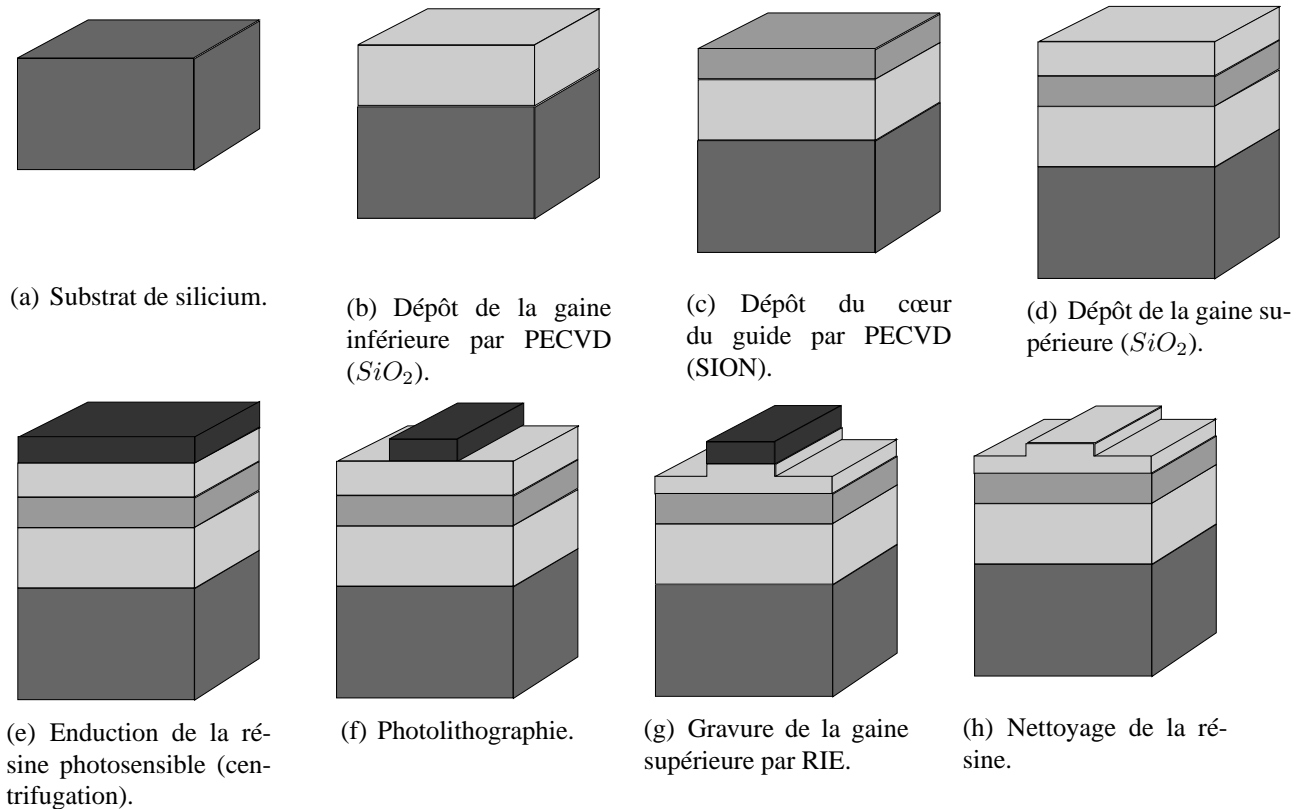


FIG. II.4 – Principales étapes de la fabrication des guides optiques.

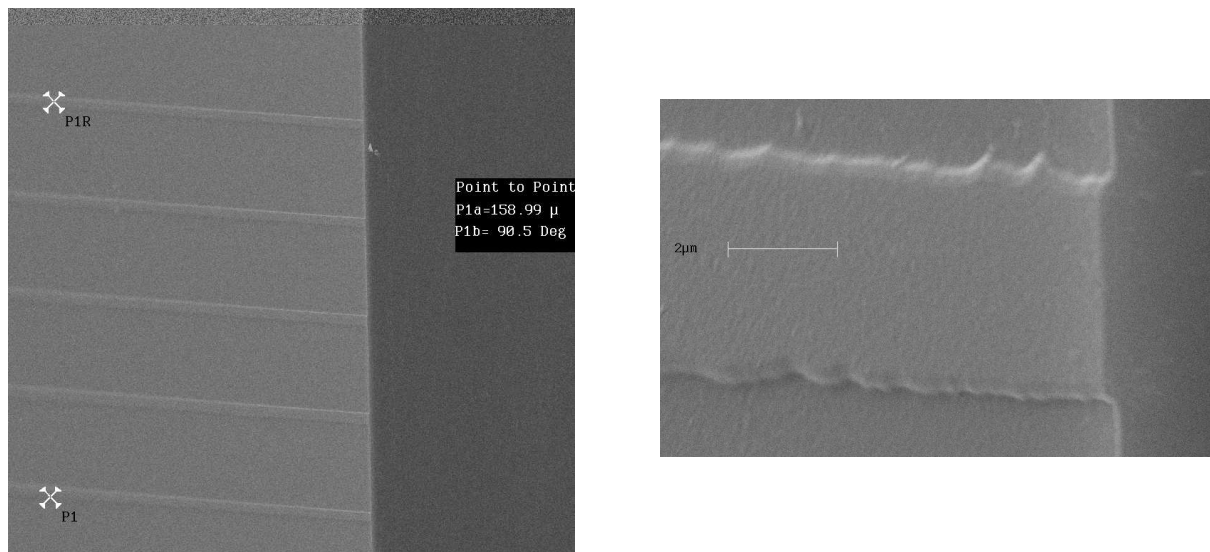
Dans ces conditions, la vitesse de gravure est de $0,8nm/s$.

Pour permettre une injection dans ces guides avec le moins de pertes possibles, nous avons découpé les échantillons ($15 \times 25mm^2$) grâce à la scie Disco DAD400 sur laquelle a été disposé un disque abrasif SD 6000 de $200\mu m$ de largeur. Cette technique a donné des bons résultats, remplaçant avantageusement le clivage (cf. fig. II.5). Elle a comme avantage de ne pas nécessiter de polissage des faces d'injection après le découpage des échantillons.

2.2 Modélisation par BPM

Les guides ont pu être préalablement modélisés à l'aide d'un logiciel commercial de BPM (Beam Propagation Method) tridimensionnelle, ce qui a permis de vérifier leur unimodalité dans la gamme de longueur d'onde étudiée, la forme du mode (cf. fig. II.6(a)) ainsi que l'onde évanescente à la surface et sur les cotés du ruban (cf. Fig. II.6(b)). On peut observer une bonne corrélation entre les formes des modes calculés Fig. II.6(a) et obtenu expérimentalement Fig. II.6(c).

Cette simulation a permis d'étudier l'influence de l'épaisseur des différentes couches et de la



(a) Série de guides

(b) Détail d'une face d'injection

FIG. II.5 – Images effectuées grâce au MEB de plusieurs guides multicouches ($SiO_2/SiON/SiO_2$). On observe plusieurs défauts sur le ruban, dus à la gravure RIE.

largeur du ruban, ce qui a permis d'optimiser la propagation à la longueur d'onde étudiée. Un balayage en longueur d'onde a également été effectué pour vérifier le comportement du guide sur la plage utile d'un laser accordable (700 – 950nm). Les guides retenues après simulation (cf Fig II.3) permettent un guidage monomode sur la gamme de longueur d'onde désirée. De même, on remarque que le cœur du mode se trouve à moins d'un micron de profondeur de la surface et ne s'étend pas à plus de $1,5\mu m$. Il reste d'ailleurs principalement confiné dans la couche de $SiON$, ce qui pourra permettre, avec des trous de moins de $1,5\mu m$ d'avoir un bon recouvrement entre les structures photoniques et le mode guidé. Le fait que la caractérisation en sortie de guide II.6(c) soit légèrement asymétrique peut avoir plusieurs raisons. Comme nous avons l'observer sur l'image II.5(b), la gravure RIE du ruban n'est pas parfaite et provoque des irrégularités. Ces défauts peuvent avoir des effets sur la forme du mode observé. Une deuxième raison proposée est qu'il subsiste parfois sur la face d'injection et de sortie des éclats provoqués par la scie.

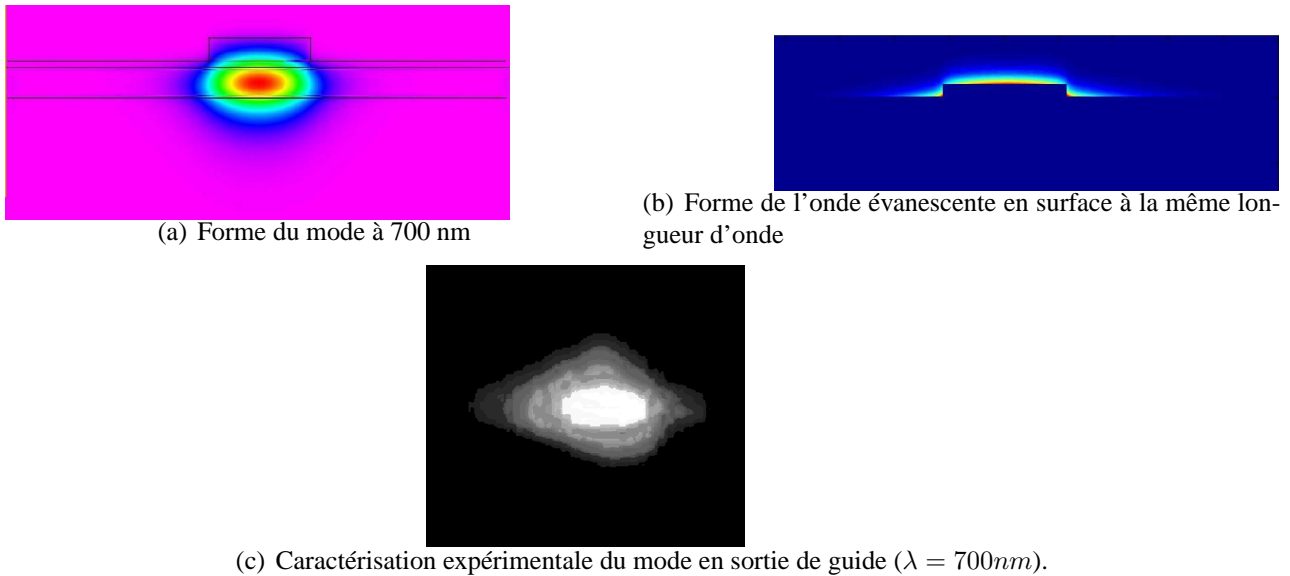


FIG. II.6 – Résultats de calculs BPM sur la structure multicouche présentée Fig II.3. Comparaison avec l'image de sortie d'un guide injectée.

2.3 Présentation des échantillons réalisés

Deux types de structures ont été effectuées sur ces échantillons (les séries de guides qui serviront de base à la gravure FIB sont décrites dans le tableau II.7 et sur la Fig II.8) :

- des guides d'onde rectilignes sont rassemblés par séries, écartés de distances différentes, ce qui a permis un choix assez nombreux de structures à graver sur les guides eux-mêmes.
- des séries de coupleurs. Des virages en S permettent de rapprocher les guides (jusqu'à $5\mu m$) sans pour autant craindre une injection dans les deux guides à la fois. En effet, les guides sont espacés sur les bords de l'échantillon d'une centaine de μm . Ces coupleurs permettront la gravure entre leurs 2 guides des structures prévues pour le couplage par adressage d'onde évanescentes [58].

2.4 Remarques

Comme nous l'avons vu précédemment, les guides d'ondes multi-couches oxynitride de silicium / silice sont actuellement très utilisés pour des applications *MOEMS* [89]. Ils permettent grâce aux dépôts successifs de couches minces de SiO_2 et SiO_xN_y d'obtenir un confinement important de la lumière dans la couche guidante et d'être modifiables facilement en fonction des applications

Référence à la Fig. II.8	Type de guides	Ecart entre les guides (en μm)
Première Série A	5 guides droits parallèles	20
Deuxième Série B	4 guides droits parallèles	40
Troisième Série C	4 guides droits parallèles	80
Coupleurs D	2 guides parallèles (s'approchant avec virage en S)	10
Coupleurs E	2 guides parallèles (s'approchant avec virage en S)	20
Coupleurs F	2 guides parallèles (s'approchant avec virage en S)	40

FIG. II.7 – Descriptions des séries de guides

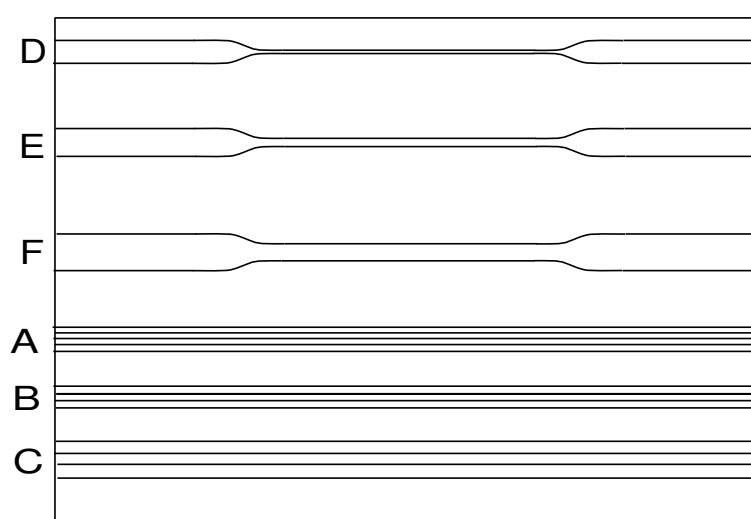


FIG. II.8 – Présentation de la répartition des guides sur les échantillons.

choisies en faisant varier l'épaisseur des couches, la profondeur de gravure du ruban en surface et la largeur du guide. Par contre, les indices optiques obtenus sont assez faibles par rapport à ceux obtenus par exemple sur $AsGa$ ou Si ($n_{SiO_xN_y} = 1,53$) et ne permettent donc qu'une différence d'indice relativement faible avec l'air ($\Delta n \simeq 0,5$). Malgré tout, il a été prouvé dans le chapitre I par simulations que de telles structures permettent une BIP dont la largeur spectrale est assez faible par rapport aux autres matériaux précédemment cités.

Les seules études existantes à notre connaissance sur les structures 2D à BIP sur silice et oxyde de silicium concernent principalement les fibres dites photoniques [39, 90], mais très peu sur des structures planaires. Cependant, ces guides étant de plus en plus utilisés en optique guidée, il est donc intéressant de voir comment y associer de telles structures.

II.3 DÉVELOPPEMENT D'UNE MÉTHODE DE GRAVURE PAR FIB

Comme il a été montré dans les parties précédentes, l'utilisation du Focused Ion Beam (FIB) nous a paru tout à fait adaptée à la fabrication de structures nanométriques périodiques, de par la simplicité de la gravure, qui ne nécessite pas d'ajout d'une couche de *PMMA* comme dans le cas de la lithographie électronique et donc pas de développement. De plus l'imagerie ionique, alternant avec les séquences de gravure de l'appareil, nous fournit des images pendant le traitement de l'échantillon, utiles à la fois pour le placement des structures par rapport aux guides, et permet un contrôle direct des structures gravées. Dans cette partie, je ferai d'abord une présentation rapide du FIB avant de m'attarder sur les fabrications des structures photoniques réalisées par gravure FIB.

3.1 Présentation des structures à graver

Deux types de structures associées à des guides d'ondes seront principalement fabriqués :

- des structures type «cristaux photoniques », directement gravées sur les guides d'ondes. Celles-ci pourront être «sans défauts »(cf. Fig II.9(a)), ou avec des lacunes de trous qui pourront former des guides (cf. Fig II.9(b)).
- des structures type coupleur, qui sont en fait des matrices de trous entre deux guides d'ondes (cf. Fig II.10).



(a) Structure sans défauts.

(b) Structure avec ligne de lacunes

FIG. II.9 – Deux exemples de gravure sur guide.

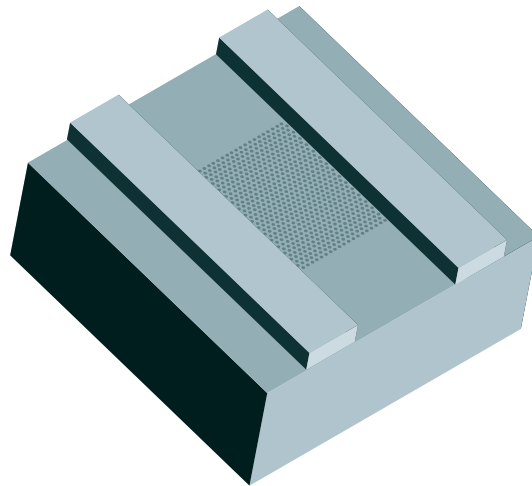


FIG. II.10 – Structure périodique réalisée entre deux guides d'onde et pouvant permettre le couplage d'un guide sur l'autre.

Les techniques de fabrication pour les deux types de structures seront très peu différentes. Nous remarquons tout de même que les structures «coupleurs» doivent avoir un positionnement plus précis puisque les lignes de trous doivent venir effleurer les côtés des guides.

3.2 Principe du FIB

L'outil principal pour la fabrication de telles structures est un système à faisceau d'ions focalisés (Focused Ion Beam, FIB). Deux appareils double-faisceau ont été utilisés au cours de ce travail. Ils comprennent une colonne ionique (FIB) et une colonne électronique (MEB) implantées sur la même chambre à vide.

- Le premier est une station Orsay Physics dont la colonne FIB est implantée latéralement sur un MEB LEO440. Il est situé au laboratoire FEMTO-ST, Besançon. Malheureusement, la maintenance de l'appareil nous en a privé pendant un assez long moment. Nous avons donc poursuivi nos essais sur une deuxième machine :
- Le deuxième est une station FEI Beam Strata 235, situé à l'Institut de Science et d'Ingénierie Supramoléculaire (ISIS) de Strasbourg².

Ces deux machines, bien que de génération et de marque différentes ont un fonctionnement similaire. Il en sera donc fait une présentation générale³.

2. Nous remercions d'ailleurs Eloïse Devaux (Laboratoire des Nanostructures, ISIS, Université Louis Pasteur, Strasbourg) pour l'aide précieuse apportée.

3. Pour plus de détails, le lecteur peut se référer au livre de référence [91].

Le principe de base d'un FIB est proche d'un microscope électronique à balayage (MEB), à ceci près que les ions sont focalisés par des lentilles électrostatiques (ouvertures circulaires portées à un potentiel de plusieurs milliers de volts). De même, ils sont défléchis par des plaques portées à des potentiels variables pour effectuer le balayage.

Une colonne FIB (voir Fig. II.11) comprend au moins les éléments suivants:

- une source d'ions (LMIS, Liquid Metal Ion Source) composée d'une aiguille de tungstène mouillée par le film de métal, suivie d'une lentille extractrice et d'une lentille accélératrice. Le gallium (Ga^+) présente l'avantage d'être liquide à basse température ($\sim 35^\circ C$), sans recourir à un alliage, donc à un séparateur de masse.
- un condenseur permettant de collimater le faisceau, voire de le focaliser vers le diaphragme pour augmenter l'intensité disponible,
- un diaphragme de diamètre variable sélectionnant les ions émis au centre du faisceau: les aberrations du faisceau (mais aussi l'intensité) diminuent avec le diamètre,
- le déflecteur qui est une ouverture divisée en secteurs portés à des tensions différentes,
- un obturateur (" blanker ") qui n'est autre qu'un déflecteur permettant de cacher le faisceau entre deux motifs à graver ou lorsqu'on utilise le MEB. Il dirige généralement le faisceau dans une cage de Faraday reliée à un ampèremètre pour mesurer son intensité,
- une vanne d'isolation permettant de préserver le vide de la colonne (typiquement quelques 10^{-8} torr) lorsqu'on ouvre la chambre,
- la lentille de focalisation,

La performance de la colonne dépend de la stabilité de la source et des aberrations (sur l'axe et hors de l'axe) du système de lentilles. Dans le cas idéal, le profil d'intensité du faisceau est à peu près gaussien. Les aberrations ajoutent un halo plus marqué au spot central. La forme des gravures reflète le profil du faisceau; ainsi un faisceau aberrant produira des trous dont l'ouverture est évasée.

Le bombardement d'une surface par un faisceau d'ions (Ga^+) (Fig. II.12) produit un transfert du moment cinétique aux atomes voisins de la surface qui les arrache à celle-ci sous forme d'atomes neutres (n^0) ou ionisés (i^+). Le taux de pulvérisation, ou rapport entre les nombres d'ions pulvérisés et d'ions incidents, est généralement inférieur à 5. En présence de gaz réactifs (F, Cl, I ...), une réaction plus complexe peut accroître ce taux d'un facteur 20 pour certains matériaux. En terme de

courant, le taux de pulvérisation pour les ions Ga^+ dotés d'une énergie de 25 keV est compris entre 0.05 et $0.7 \mu m^3/nA/s$ (ou $\mu m^3/nC$). Il est de l'ordre de 0.3 pour une surface d'aluminium ou de silicium, et 0.1 pour le chrome. Une particularité importante de la pulvérisation est l'augmentation de son efficacité avec la pente de la surface: elle devient maximum autour de 60° puis décroît jusqu'à l'incidence rasante. La conséquence inévitable en est une "révélation" des grains (les bords étant usés plus vite que les sommets) lorsque le dépôt attaqué est inhomogène, donc la création de reliefs au fond des trous usinés.

Le choc des atomes incident avec un solide produit d'autres effets: implantation et déstructuration (amorphisation) du réseau cristallin au voisinage de la surface, émission de photons, de rayons X et surtout d'électrons secondaires (e^-), détectés de la même façon (photomultiplicateur précédé d'un scintillateur) que dans l'imagerie MEB et permettant d'imager par balayage la structure que l'on vient de graver. Cette image a une qualité proche de celle du MEB (du moins lorsqu'on utilise un MEB à filament) et même un meilleur contraste chimique. Là encore, l'émission d'une surface inclinée est supérieure à celle d'une surface perpendiculaire au faisceau, ce qui explique le halo brillant au bord des trous. L'observation par FIB qui suit l'usinage est toujours faite en diminuant l'intensité du faisceau ionique (typiquement quelques pA) pour limiter une gravure globale du site observé.

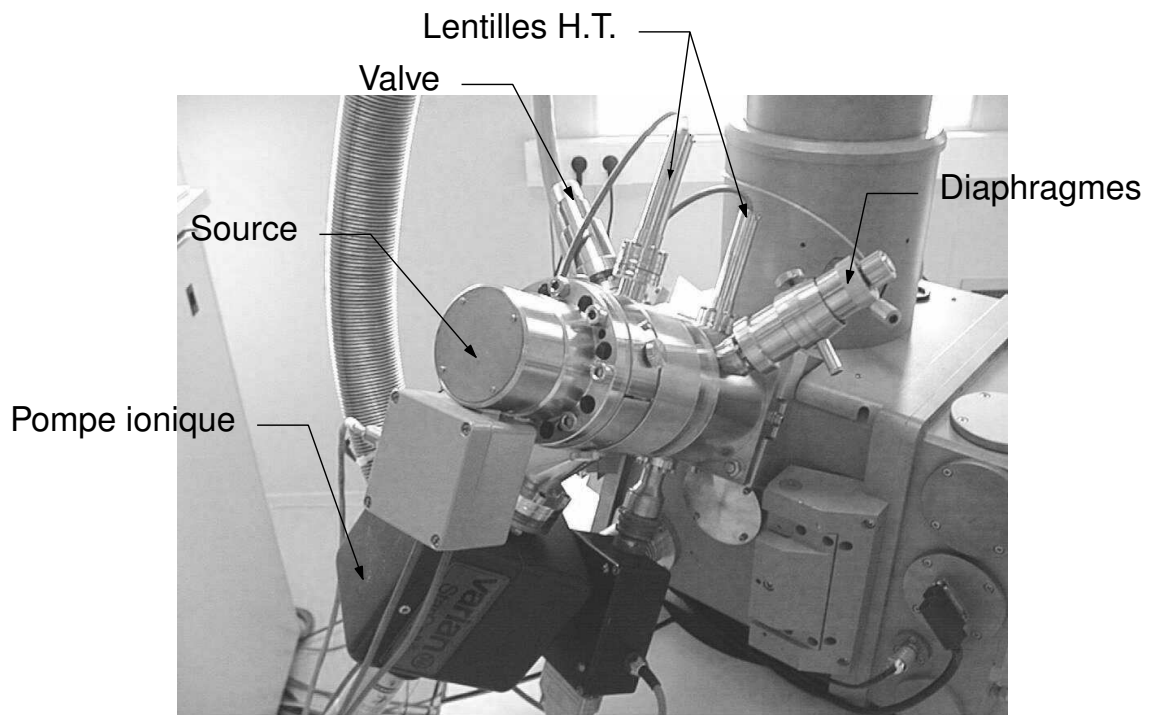


FIG. II.11 – Photo de la colonne FIB Orsay-Physics.

L'envoi de gaz réactifs selon un débit bien contrôlé au voisinage de la zone bombardée permet soit d'accélérer la gravure en empêchant le redépôt (composé fluoré pour la silice ou le silicium, chloré pour les métaux) soit de déposer du métal (composé de tungstène ou de platine dont les liaisons sont rompues par le bombardement).

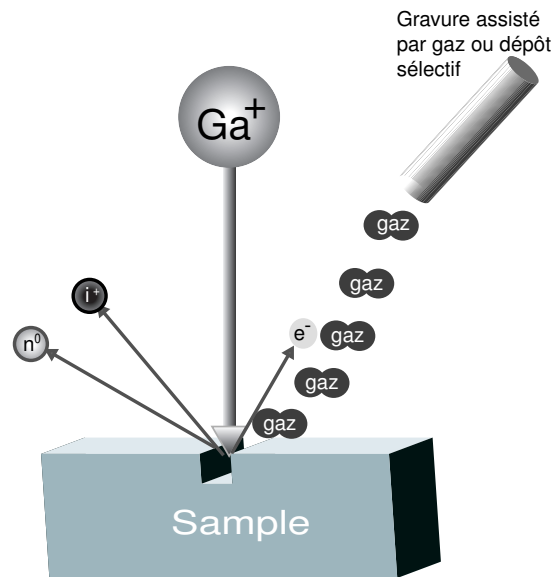


FIG. II.12 – Présentation de l'effet de l'interaction entre le faisceau ionique et la surface d'un échantillon.

3.3 Principales applications du FIB

Le FIB a au départ été beaucoup utilisé pour la réparation des masques ou de circuits intégrés sur semi-conducteurs : il permet par ablation ou par rajout de matière (grâce à des gaz réactifs injectés dans la chambre) de corriger les défauts possibles avec une précision permise par sa grande résolution (typiquement $50nm$).

À de faibles courants (de l'ordre de quelque pA), le FIB peut être aussi utilisé comme un outil d'imagerie, à des résolutions proches de celles du MEB en terme de topographie mais avec un contraste chimique souvent supérieur.

Les images obtenues grâce aux électrons secondaires du FIB montrent un intense contraste en fonction de l'orientation des grains dans des structures polycristallines. En conséquence, la morpho-

logie des grains peut être clairement imagée sans passer par une gravure chimique.

Les ions secondaires créés peuvent aussi servir à réaliser des images. Elles révèlent les différences chimiques et sont spécialement utiles dans les études de corrosion, puisque le rendement des ions secondaires de métal peuvent croître de 3 ordres de grandeurs en présence d'oxygène, montrant clairement la présence de corrosion.

Avec des courants plus forts, le FIB grave la surface de l'échantillon, ce qui amène plusieurs applications, qui seront utilisées par la suite dans ce travail. La première est de sectionner l'échantillon et de faire une image de cette section (*cross section*) pour examiner des matériaux fragiles ou difficiles à caractériser autrement. La seconde et la plus intéressante au niveau de notre travail est le fait de pouvoir utiliser le FIB comme une machine permettant de percer des trous de l'ordre de la centaine de nanomètre, voire de quelques dizaines de nanomètre, le tout avec une précision de positionnement inférieur au micron.

II.4 GRAVURE DIRECTE PAR FIB

Au vu de toutes les utilisations possibles du FIB et de premiers essais effectués sur SiO_2 , nous nous sommes rendus compte qu'il était possible de graver directement les structures photoniques dans les guides d'onde utilisés pour ce travail.

Le traitement de l'échantillon dans ce cas peut se décomposer en trois étapes principales (représentées II.13).

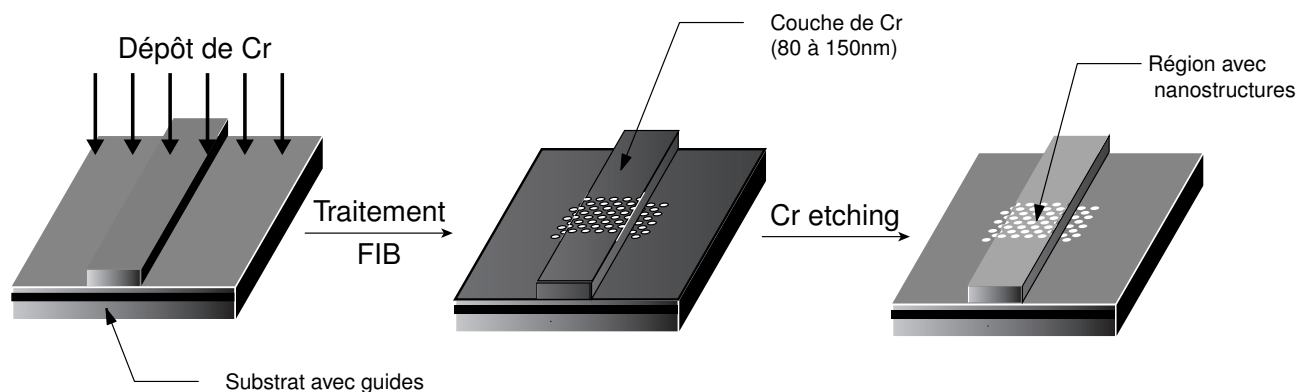


FIG. II.13 – Process de gravure direct de l'échantillon par FIB

4.1 Métallisation de l'objet

Une fine couche de Chrome (Cr) d'une centaine de nanomètres est déposée à la surface de l'échantillon par pulvérisation (pulvé Alcatel). L'échantillon est ensuite collé sur un support par de la laque d'argent ou de carbone (facilement dissoute dans le propanol), un point de laque permettant en outre de mettre la surface métallisée à la masse (Fig. II.15). Ceci permet, en évacuant les charges de la surface, de faire des images MEB et FIB de qualité donc de contrôler la gravure en cours de traitement. Elle nous permet notamment de discerner clairement les guides rubans par imagerie FIB, et donc de pouvoir se positionner précisément.

De la même façon, la couche métallique permet l'évacuation des charges lors de l'action du faisceau ionique, évitant ainsi les dérives et aberrations du faisceau.

Nous verrons par ailleurs que les flancs des gravures FIB ne sont pas verticaux, notamment à cause du redépôt. Les trous gravés ont la forme d'un *entonnoir*, évasé en surface et de diamètre de plus en plus faible en profondeur. La couche de métal en surface permet de diminuer cet effet de surface, puisqu'elle sera enlevée après la gravure.

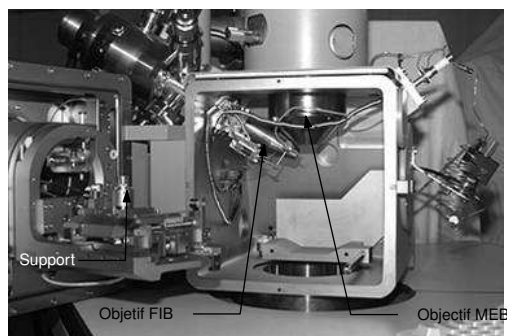
4.2 Traitement FIB

Dans le cas du FIB double faisceau Orsay Physics, il faut remarquer que la cohabitation dans la même chambre d'une colonne FIB et MEB pose des problèmes du point de vue de l'encombrement, autant pour approcher la platine de la colonne MEB (platine à plat, on ne peut approcher à plus de $25mm$ de l'objectif) ou de l'objectif du FIB (platine à 60° , distance minimum de $15mm$ comme le montre la Fig.II.14(b)). Le fait que l'on soit obligé de travailler à ces distances limite la résolution. Ce problème n'existe pas avec des FIB monocolonne et a été mieux résolu dans les double-faisceau plus récents, en limitant la dimension des lentilles.

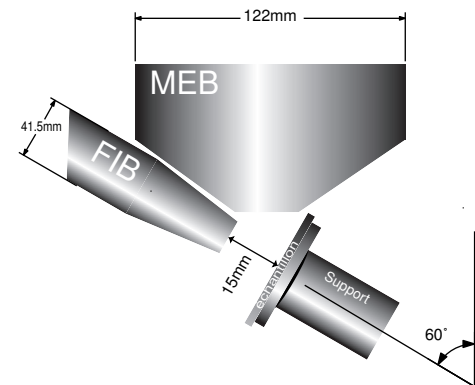
La station Orsay-Physics est équipée d'un logiciel Raith (Elphy Quantum) pour éditer les motifs (format GDSII) et piloter la gravure. Développé à l'origine pour la lithographie électronique, ce programme permet d'associer à chacun des motifs programmés un ensemble de paramètres. Le FIB FEI utilise un logiciel propre de pilotage mais dont les fonctions sont identiques.

Il est possible de jouer sur plusieurs paramètres pour obtenir la gravure désirée :

- Plusieurs gammes de courant sont disponibles (10pA, 80pA, 200pA ou 1nA pour le FIB Orsay-



(a) Photo de la chambre du FIB Orsay-Physics.



(b) Encombrement dans la chambre et contraintes imposées par les deux colonnes (FIB et MEB)

FIG. II.14 – Quelques considérations sur l'encombrement dans la chambre du FIB.

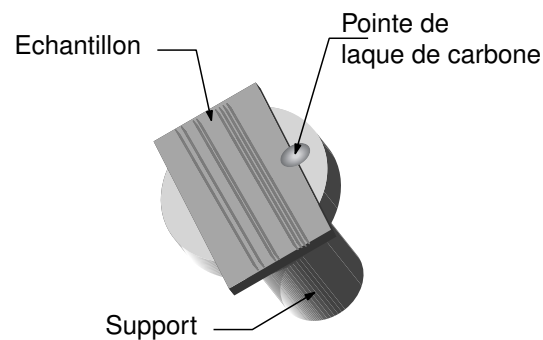


FIG. II.15 – Représentation du support et de l'échantillon, qui est fixé sur ce dernier par de la laque d'argent.

Physics, et 10pA, 30pA, 100pA et 500pA pour le FIB FEI). Il est possible de passer de l'un à l'autre en changeant de diaphragme. Plus le courant est fort, plus la gravure sera rapide mais au détriment de la résolution et de l'aspect en surface.

- Le nombre de passages est aussi un élément important. Le choix pour ce paramètre sera d'autant plus grand que l'électronique du FIB est rapide, il reste très limité pour le FIB Orsay-Physics qui est d'une génération plus ancienne que le FEI.
- le temps de gravure en chaque pixel ou dwelltime.

Pour un temps de gravure total donné, l'augmentation du nombre de passages (donc la diminution du dwelltime) diminue la profondeur gravée mais limite le redépôt dû au matériau pulvérisé par chaque flash du faisceau ionique), ce qui entraîne des flancs de gravure plus verticaux (et donc un meilleur facteur de forme), paramètre important des cristaux photoniques.

En jouant sur ces trois paramètres, il est possible de modifier la dose, exprimée en $\mu A.s/cm^2$.

Comme nous l'avons vu plus haut, les structures à graver sont des structures périodiques, composée de trous circulaires d'environ 200nm, répartis selon une maille triangulaire de 360nm (paramètres obtenus théoriquement, voir Chapitre I). La profondeur des trous doit au maximum couvrir l'étendu du mode guidé, et doit donc dépasser la couche guidante de $SiON$, comme montré sur la Fig. II.16. Nous devons donc graver à une profondeur de $1,2\mu m$ au minimum, couche de métal comprise.

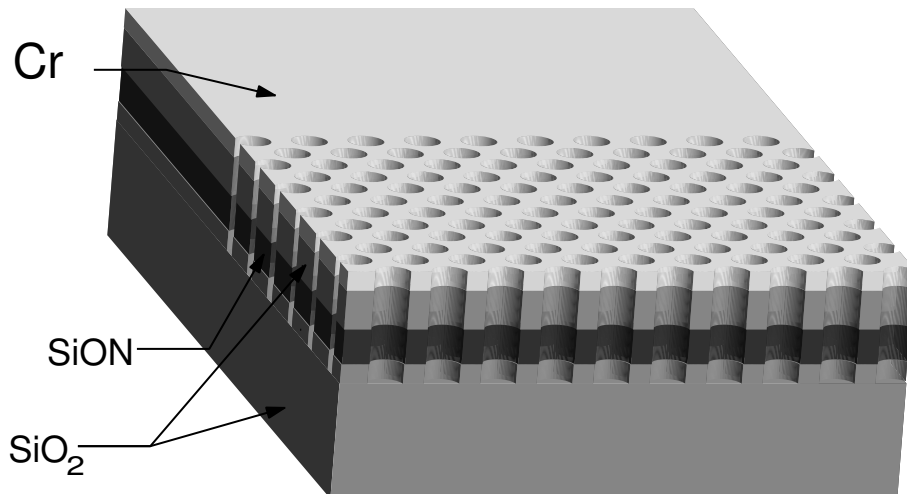


FIG. II.16 – Aspect souhaité après gravure : les flancs sont verticaux et la couche de $SiON$ est dépassée.

Pour commencer, il est possible d'estimer un ordre de grandeur pour la durée de la gravure sachant que la vitesse de gravure est proche de $0,1\mu m^3/nA/s$ (un volume de $0,1\mu m^3$ est gravé en une seconde pour un courant de $1nA$). Connaissant le volume estimé de chaque trous et le courant, il est possible de remonter au temps de gravure.

Ensuite, différents essais ont été effectués pour affiner les paramètres de gravure. La forme et la profondeur des trous sont contrôlées directement par des *cross-sections* (voir Fig. II.17) et permettent de faire une coupe des gravures préalablement effectuées.

Pour le FIB Orsay-Physics, les essais ont montré les meilleurs résultats (voir Fig. II.18 avec les paramètres donnés dans le tableau II.20. La gravure atteint environ $1,5\mu m$. Ce sont les paramètres qui seront utilisés par la suite.

Avec les essais sur le FIB FEI, les paramètres sont un peu près équivalents (courant utilisé : $120pA$), par contre, l'électronique plus rapide permet un nombre de passages beaucoup plus importants (jusqu'à 1400 passages) ce qui a permis d'avoir des flancs pour les trous plus verticaux.

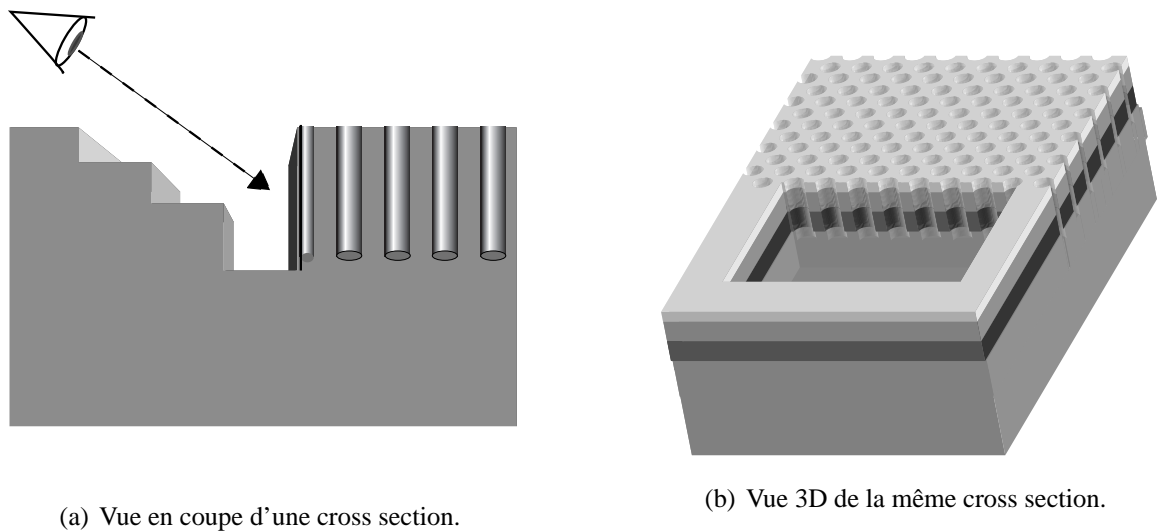


FIG. II.17 – Cross section réalisée au FIB sur un échantillon.

	Paramètres utilisés
Courant (pA)	115
Write Field (μm^2)	4
Step size (nm)	0.6 (4 pixels)
Dwell time (ms)	0.003
Nombre de passages	10
Temps total de la gravure	20.56 min
Temps de gravure par trou	3 s

FIG. II.19 – Paramètres de la gravure de la structure présentée Fig.II.18

	Paramètres utilisés
Courant (pA)	130
Nombre de passages	750
Temps total de la gravure	60 s
Temps de gravure par trou	3.7 s

FIG. II.20 – Paramètres de la gravure de la structure présentée Fig.II.21

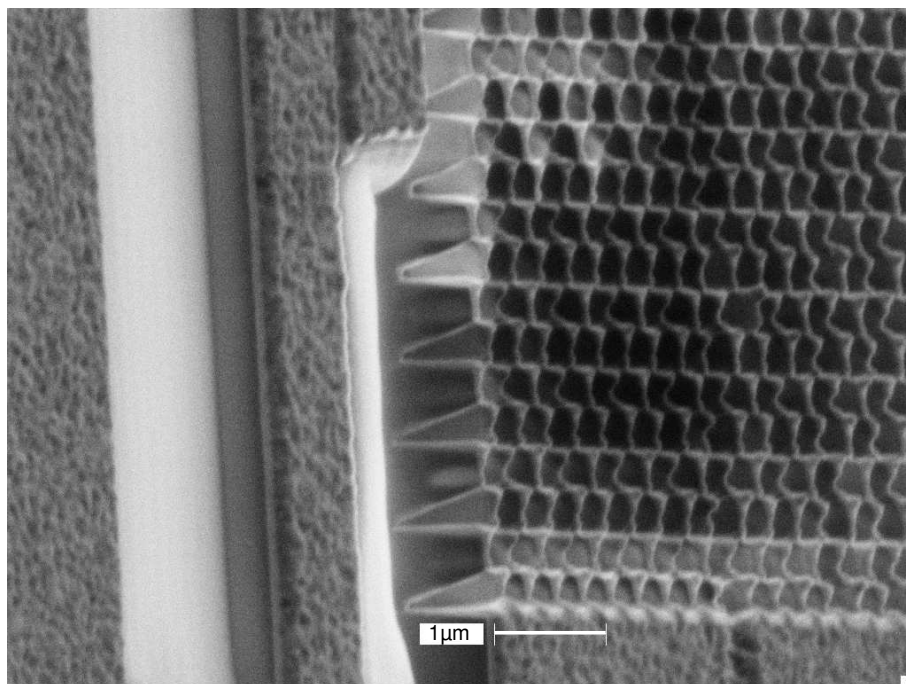


FIG. II.18 – Image FIB et cross section de la structure réalisée (matrice triangulaire 20x20 trous circulaires de 200nm et période de 360nm).

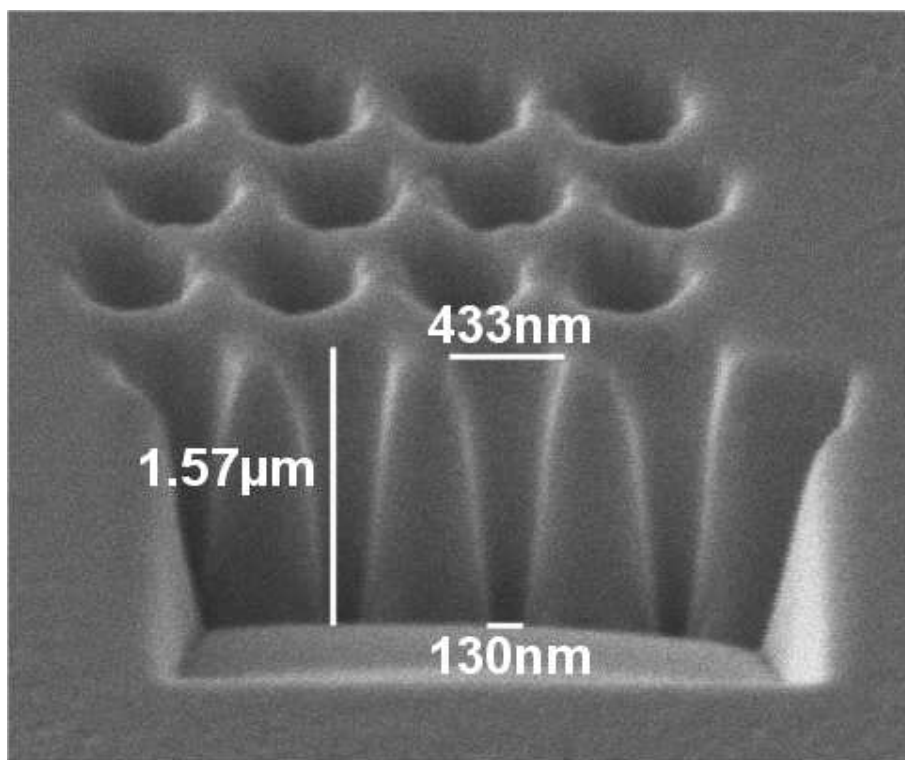


FIG. II.21 – Image FIB et cross section d'une structure réalisée grâce au FIB FEI (matrice triangulaire 4x4).

4.3 Résultats, problèmes rencontrés et discussion

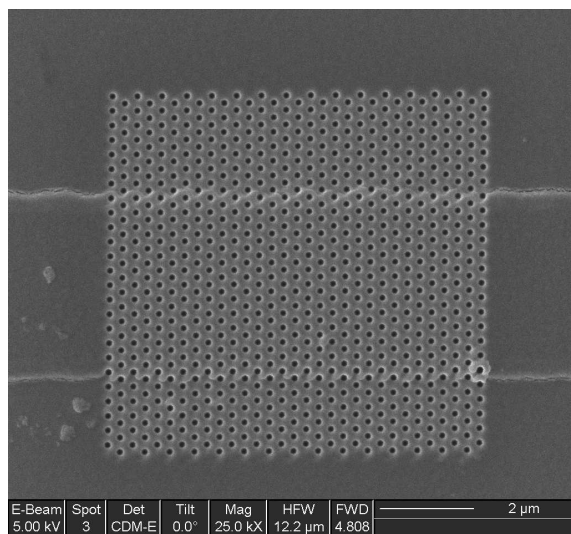
Les paramètres de gravures ainsi déterminées, nous avons gravé les structures sur les guides d'onde. Deux échantillons ont été fabriqués à l'aide de chacun des deux FIB utilisés. Les structures réalisées par le FIB Orsay-Physics ont montré de bons résultats (voir Fig. II.22, bien que la vitesse de l'électronique ne nous ait pas permis de faire des structures aussi étendues que celles permises par le FIB FEI.

Le FIB FEI a permis la réalisation de structures de tailles plus importantes (les plus grandes comportent 24×80 trous) avec une bonne reproductibilité. Deux de ces structures sont présentées Fig. II.23 et Fig. II.24. La première est une structure sans défauts réalisée sur un guide d'onde (matrice triangulaire de 24×30 trous circulaires, diamètre de 200nm, période de 360nm). La seconde est une structure reprenant les mêmes paramètres mais où une ligne de trous est manquante au centre du guide. Cet échantillon propose un grand choix de structures gravées sur guide d'onde (avec et sans lacunes, tailles différentes (24×12 trous, 24×24 trous, 24×48 trous, 24×80 trous). Il sera caractérisé en champ proche (voir chapitre IV).

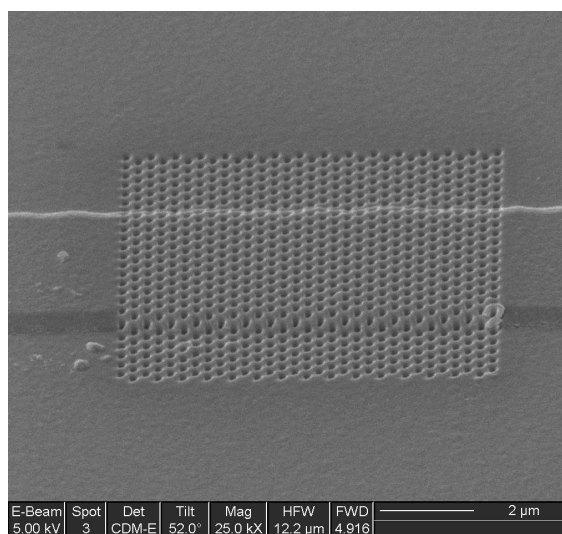
Par la même méthode ont été réalisées des structures devant permettre le couplage entre deux guides d'onde. Ces structures (détaillées dans la référence [57] et étudiées dans le chapitre I), nécessitant une grande surface de gravure, ont pu être fabriquées par le FIB FEI (Fig. II.25). On peut observer une bonne reproductibilité sur chacun des trous, ainsi qu'une bonne précision sur le positionnement de la structure par rapport aux guides. Les premières et dernières lignes de trous effleurent les guides d'onde.

La gravure n'est malheureusement pas exempte de défauts. Nous avons pu observer par exemple un effet en surface que l'on peut voir sur la Fig. II.18, les parois séparant les trous sont plus fines en surface jusqu'à parfois s'effondrer et créer des canaux entre les trous. Le diamètre des trous est plus large que celui qui a été initialement programmé en surface et plus faible en profondeur. Ce défaut est dû au redépôt de matériau. Pour diminuer cet effet, nous avons utilisé une couche de métal un peu plus épaisse (on est passé de 50 nm à 100 nm), qui nécessite donc des gravures un peu plus longues, mais permet d'amoindrir ces défauts de surface, puisqu'il disparaîtront lorsque la couche de métal sera retirée par gravure chimique.

Pour éviter le redépôt provoquant une diminution du diamètre des trous en profondeur, deux so-

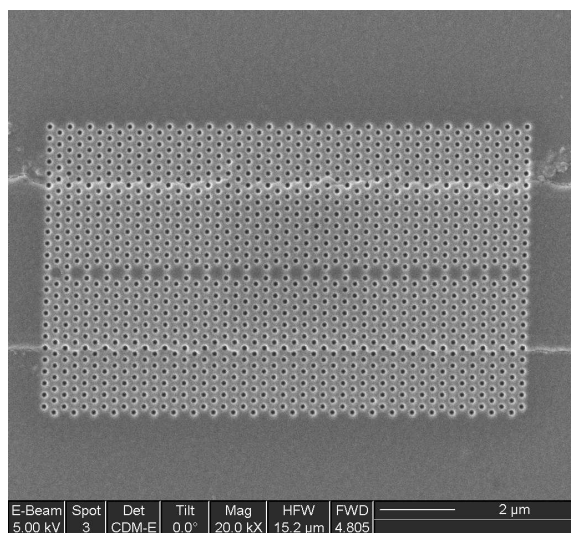


(a) Image à 0°.

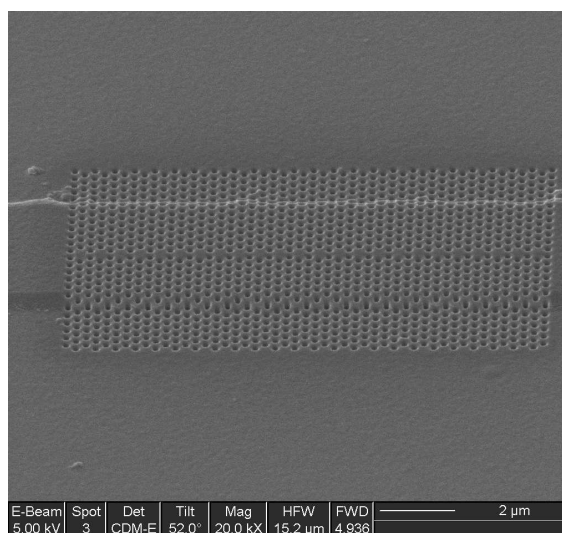


(b) Image à 52°.

FIG. II.23 – Structure gravée sur guide (matrice triangulaire de 24×30 trous circulaires, diamètre de 200nm, période de 360nm) (FIB FEI).



(a) Image à 0°.



(b) Image à 52°.

FIG. II.24 – Structure gravée sur guide avec une ligne de défaut (matrice triangulaire de 24×48 trous circulaires, diamètre de 200nm, période de 360nm) (FIB FEI).

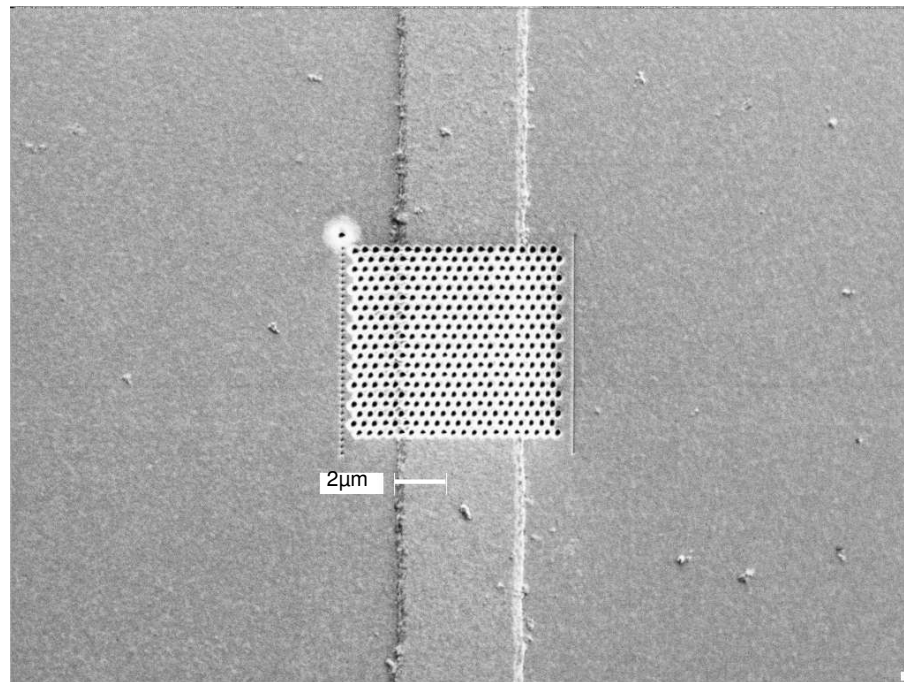


FIG. II.22 – Image FIB d’une structure photonique (matrice triangulaire de 20×20 trous circulaires, diamètre de 200nm, période de 360nm) gravée sur un guide d’onde (FIB Orsay-Physics).

lutions ont été retenues :

- nous avons pensé utiliser un gaz réactif dont l’injection peut être effectuée dans la chambre du FIB. Nous n’avons malheureusement pas eu le temps de mettre en place cette modification.
- une augmentation conséquente du nombre de passage (nous sommes passés d’une dizaine de passage à plus de mille) nous a permis de réduire cet effet en profondeur (gravure FIB FEI).

L’autre principal défaut du FIB est que, de même qu’en lithographie *e-beam*, le faisceau doit se repositionner pour chaque trou qu’il perce. Or, les réglages FIB étant très critiques, on peut observer, si l’alignement de la colonne n’est pas parfait ou en présence d’une perturbation extérieure sur la colonne (mécanique ou électromagnétique, provoquée par d’autres appareils de salle blanche) une dérive du faisceau ionique. On observe donc, pendant des gravures longues (jusqu’à 1h20 pour des grandes matrices de quelques milliers de trous faites avec le FIB Orsay-Physics) une dérive (Fig. II.26(a)) ou des sauts du faisceaux (Fig. II.26(b)), ce qui brise la périodicité de la matrice. Pour cette raison, il nous a été très difficile de faire des structures de grande taille, du fait que, la durée de gravure augmentant, on augmente aussi les risques de saut ou de dérive, notamment sur le FIB Orsay-Physics, dont la technologie plus ancienne est sensible et dont le fonctionnement peut-être perturbé en salle blanche par les nombreuses autres machines (pulvés, RIE etc...) placées à proximité.

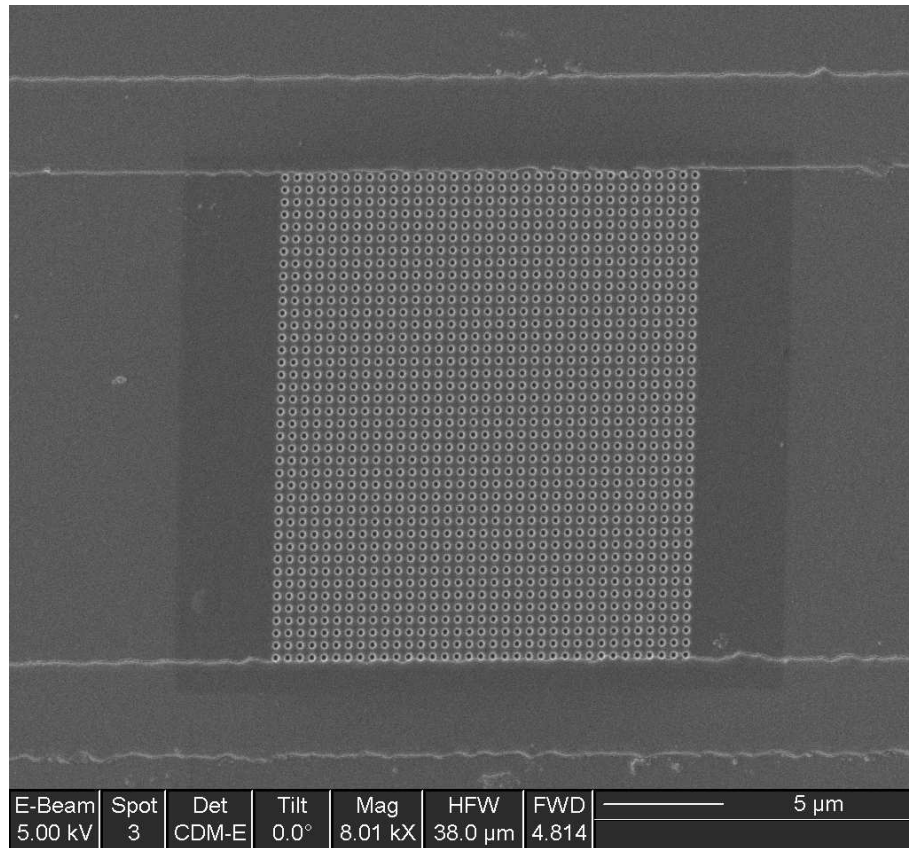


FIG. II.25 – Image MEB d'une structure à maille carrée réalisée entre deux guides d'onde devant permettre le couplage d'un guide sur l'autre. Matrice à maille carrée 40×35 ($a = 500nm$ $p = 250nm$) (FIB FEI).

Ces perturbations peuvent aussi parfois agir sur les réglages de focalisation et d'astigmatisme du faisceau. On peut aussi observer assez souvent un astigmatisme (voir par exemple Fig. II.27, qu'il est parfois difficile à annuler, venant sans doute de perturbations de la source ionique.

II.5 FABRICATION PAR ACTION COMBINÉE DU FIB ET DE LA RIE

5.1 Présentation

Cette méthode s'inspire de la méthode de fabrication de structures photoniques la plus couramment utilisée, où la lithographie (souvent électronique) permet de fabriquer un masque, qui permettra ensuite la gravure du substrat par gravure sèche. La profondeur et l'aspect des trous dépendent dans ce cas uniquement de la gravure RIE.

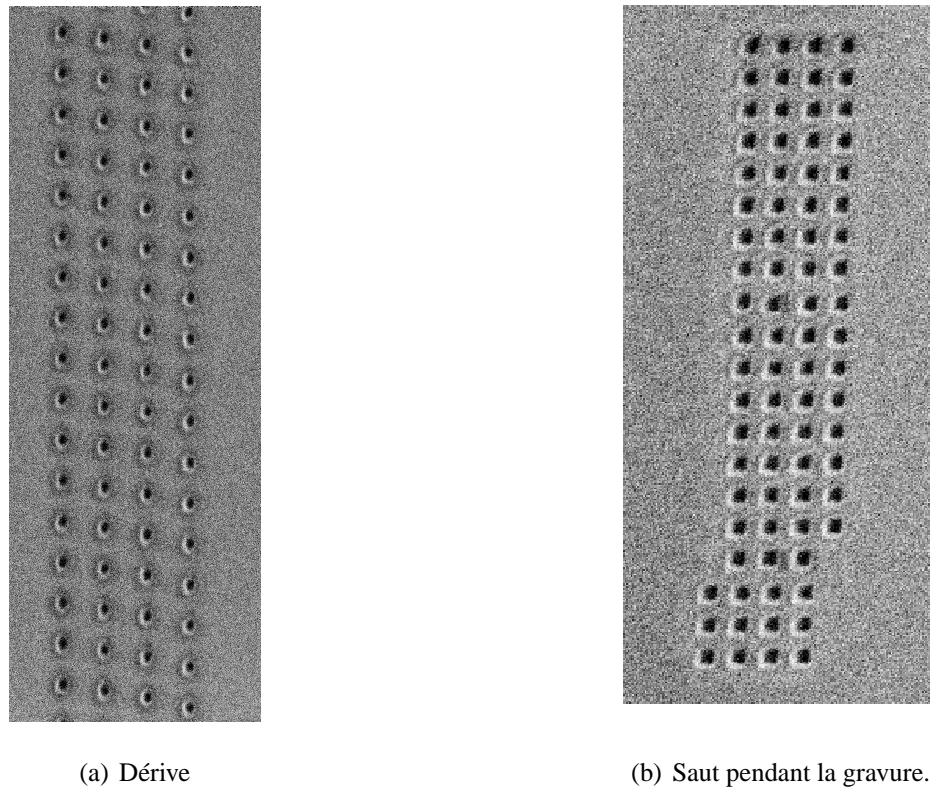


FIG. II.26 – *Défauts observés pendant la gravure (échantillon de silice).*

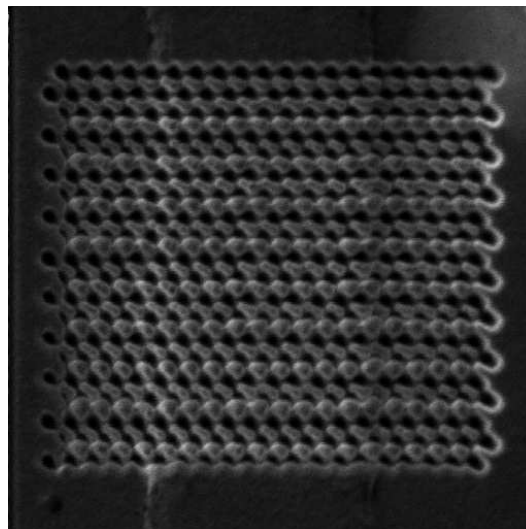


FIG. II.27 – *Image FIB d'une structure photonique (matrice triangulaire de 20x20 trous circulaires, diamètre de 200nm, période de 360nm) gravé sur un guide d'onde. Présence d'astigmatisme*

Nous procéderons dans notre cas en trois étapes principales (voir Fig. II.28, qui diffèrent légèrement de celles décrites lors du processus de gravure directe par FIB).

- Étape 1 : L'échantillon est métallisé avec une couche plus importante de métal (de l'ordre de 250nm).

- Étape 2 : On grave les nanostructures sur la couche de métal par FIB. Le but de cette étape est de pratiquer une ouverture à l'endroit où les trous devront être gravés par le plasma réactif de la RIE. Nous créons donc à cette étape un masque de métal qui permettra de reproduire les nanostructures dans le substrat.
- Étape 3 : On grave le substrat à travers le masque par RIE le temps nécessaire pour atteindre la profondeur de gravure voulu. Le masque étant gravé en même temps que le substrat même si c'est à une vitesse inférieure, nous chercherons à l'utiliser au maximum avant qu'il ne disparaisse.
- Étape 4 (facultative): S'il reste du métal, on peut totalement l'enlever par gravure chimique.

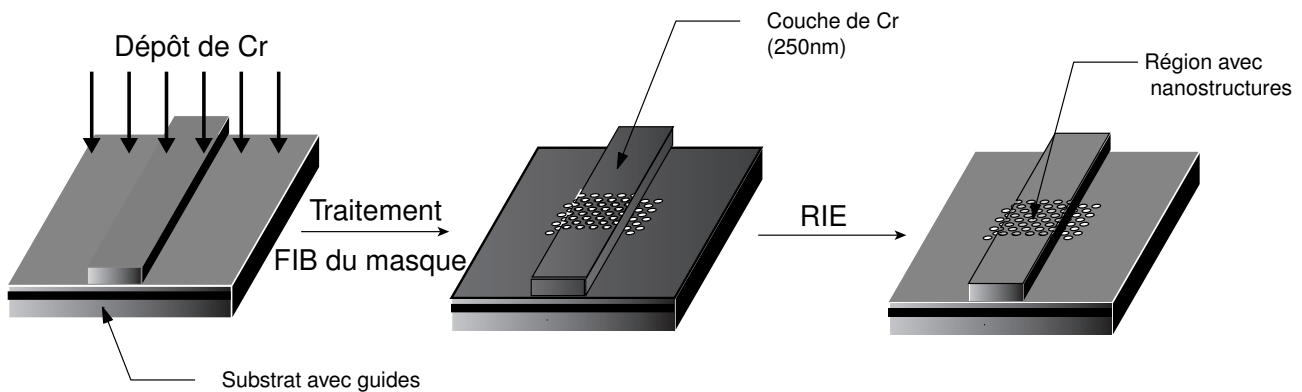
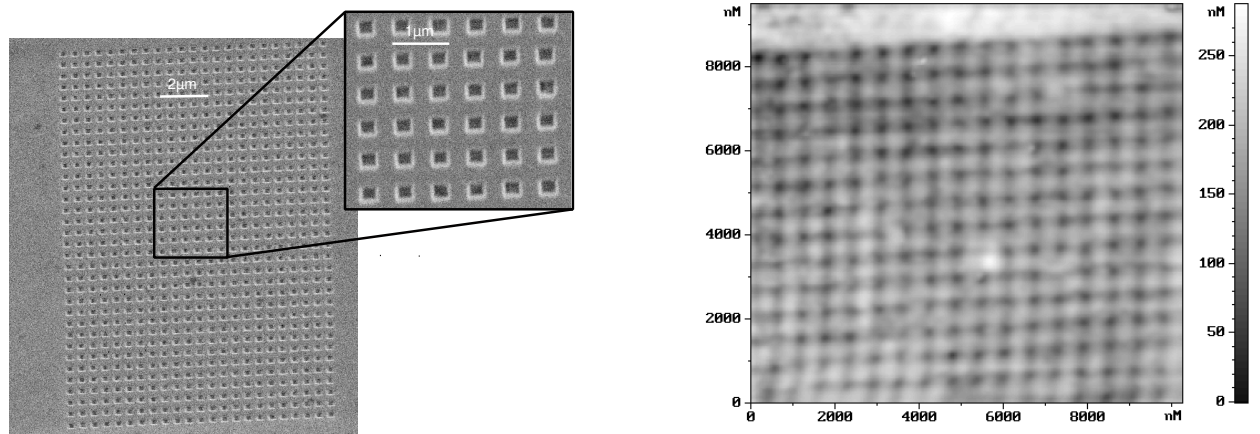


FIG. II.28 – *Processus de gravure de l'échantillon par FIB combinée à la RIE*

5.2 Premiers essais

Pour la partie FIB, nous aurons le même fonctionnement que pour la gravure directe. Nous chercherons les meilleurs paramètres pour percer la couche de métal avec des trous ayant des flancs les plus droits possibles. Les paramètres rejoindront ceux que nous avons choisis dans la partie précédente, mais avec des temps de gravure moindre puisque nous avons uniquement une profondeur de 250nm à atteindre. Un exemple de ce masque est présenté Fig. II.29(a). Le métal utilisé est le chrome.

Des premiers essais de gravure RIE (Plassys) ont été effectués en utilisant les paramètres habituels de gravure sur SiO_2 ($C_2F_6 = 30sccm$; $O_2 = 5sccm$; $p = 60\mu Bar$; $W = 150W$), habituellement



(a) Image FIB d'un masque d'une structure photonique entre deux guides

(b) Image AFM de cette même structure (après la gravure RIE et démétallisation).

FIG. II.29 – Images réalisées avant et après la gravure RIE.

utilisés pour des gravures de surface importante (création du ruban pour la fabrication des guides). La sélectivité de la gravure entre le chrome et le SiO_2 est de l'ordre de 1 : 10. L'épaisseur du masque ($250nm$) nous laisse donc la possibilité théorique de graver à plus de $2\mu m$ de profondeur.

La gravure RIE a eu lieu par palier de 5 minutes, permettant à chaque étape de vérifier l'état de surface du masque par imagerie MEB. La gravure de l'échantillon a été réalisée globalement en 20 minutes, ce qui nous donne une profondeur théorique de $1920nm$ (à $0.8nm/s$).

Malheureusement, l'échantillon réalisé par gravure RIE a été détruit lors d'une erreur de manipulation et n'a donc pas permis de caractérisation poussée. Des images AFM de cet échantillon (voir Fig. II.29(b)) ont permis de mesurer la profondeur de gravure des trous de l'ordre de $100nm$. Cependant, la largeur de la pointe AFM lui interdit de plonger jusqu'au fond des trous. Une caractérisation par cross-section aurait permis de nous donner avec certitude la profondeur de gravure, mais nous n'avons pu la réaliser.

Cette méthode requiert une étude plus poussée qui permettrait d'optimiser des paramètres de gravure RIE habituellement utilisés pour la gravure de surface beaucoup plus importante que celle utilisée dans le cas de gravure de nanostructures.

Cette méthode a été reprise pour la réalisation de structure photonique sur niobate de lithium (voir Chapitre V).

II.6 CONCLUSION

Dans ce chapitre a été décrite la fabrication de guides d'onde multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$ et des nanostructures associées à ces guides d'onde.

L'utilisation du FIB pour la fabrication de nanostructures bidimensionnelles est à notre connaissance inédite. Les résultats montrés dans ce chapitre ont permis de valider cette méthode et de montrer sa simplicité par rapport aux autres techniques habituelles de fabrication (réduction des étapes de fabrication, puisque ne nécessitent aucun média intermédiaire tel que des couches de *PMMA*, ni d'étapes de développement avec la lithographie *e-beam*). Cette méthode permet le contrôle des structures gravées en cours de réalisation grâce à la double colonne FIB/MEB. Les évolutions technologiques permanentes du FIB laisse présager une résolution et une qualité de la gravure encore accrues.

Cependant, le principal problème, inhérent à la gravure ionique, reste le redépôt de matériau. À cause de ce redépôt, la profondeur de gravure est limitée et les flancs des trous gravés ne sont pas verticaux. Pour réduire cet effet, nous avons proposé un nombre accru de passages lors de la gravure permis par l'électronique du FIB. Nous avons aussi proposé l'utilisation de gaz réactifs, qui peuvent être introduits dans la chambre du FIB lors de la gravure, méthode que nous n'avons pas eu le temps de mettre en œuvre dans ce travail.

Une autre possibilité que nous avons commencé à mettre en oeuvre est d'utiliser le FIB uniquement pour graver la couche de métal déposée en surface de l'échantillon. La couche ainsi nanostructurée peut alors servir de masque pour une gravure de type RIE. Cette méthode devrait donner des résultats plus satisfaisants avec le $SiON$ qu'avec le $LiNbO_3$, étant donnée la bonne sélectivité de la RIE fluorée pour le couple Cr/SiO_2 .

DÉVELOPPEMENT D'UN MICROSCOPE EN CHAMP PROCHE OPTIQUE EN MODE COLLECTION DESTINÉ À LA CARACTÉRISATION DE LA PROPAGATION LUMINEUSE DANS DES STRUCTURES PHOTONIQUES

Sommaire

III.1 La microscopie champ proche	84
III.2 Configuration de détection des forces de cisaillement	86
III.3 Détection des ondes évanescentes ; Sonde optique	95
III.4 Instrumentation	97
III.5 Remarques	100
III.6 Conclusion	103

La microscopie en champ proche en mode collection est une technique de plus en plus utilisée pour l'imagerie de la propagation de la lumière dans des guides et des structures photoniques [59,92,93]¹. La configuration choisie a déjà fait l'objet de recherches au sein du laboratoire pour un travail similaire [57]. Nous sommes donc bien sûr repartis de cette base en y apportant des améliorations

1. Un état de l'art est réalisé dans le chapitre IV.

nécessaires, qui peuvent être classées en deux parties :

- l'une étant une amélioration de la stabilité mécanique,
- l'autre étant une amélioration de l'électronique d'asservissement du système permettant une plus grande facilité de manipulation.

Je décrirai tout d'abord rapidement les différentes configurations utilisées en microscopies champ proche avant de donner une description des différentes parties d'un microscope champ proche de collection.

III.1 LA MICROSCOPIE CHAMP PROCHE

1.1 Présentation générale

La microscopie à sonde locale est née en 1982 avec l'invention du microscope à effet tunnel électronique (STM : *Scanning Tunneling Microscopy* par G. Binnig et H. Rohrer. Cependant, le STM ne permettant pas d'étudier des matériaux isolants, l'AFM (*Atomic Force Microscope*) va être développé quelques années plus tard pour remédier à cet inconvénient.

Les avancées technologiques accomplies pour la réalisation de ces deux types de microscope ont contribué au développement du SNOM (*Scanning Near Field Optical Microscope*), même si l'idée-même de la microscopie optique en champ proche remonte beaucoup plus loin, puisque E. Syngé proposa en 1928 d'utiliser une ouverture de dimensions petites devant la longueur d'onde de la lumière λ , réalisée dans un écran métallique, pour éclairer localement l'objet étudié [94]².

Dans le domaine optique, la microscopie à sonde locale représentée par le SNOM, dont le premier prototype a été présenté par D. Pohl en 1984, a montré une résolution dépassant la limite acquise en microscopie classique, définie par le critère de Rayleigh, qui montre l'impossibilité de résoudre deux points adjacents séparés d'une distance de moins de $\frac{\lambda}{2n \sin \theta}$ où λ est la longueur d'onde incidente, n l'indice optique du milieu environnant et θ le demi-angle d'ouverture de l'objectif imageur. Le SNOM s'affranchit donc de cette limite et a montré une résolution allant jusqu'à $20nm$ alors que la microscopie classique ne dépasse pas des résolutions de $250 - 300nm$.

2. Le lecteur pourra trouver des informations sur le champ proche optique et la microscopie du même nom dans la référence [95] qui présente un état de l'art de ce domaine.

Cette propriété vient du fait que, en microscopie champ proche, on détecte les informations relatives aux détails sub-longueur d'onde de l'objet, donc aux hautes fréquences spatiales correspondant aux ondes évanescentes, qui sont non propagatives et situées au voisinage de la surface de l'échantillon, et donc indétectables par la microscopie classique. À ce jour, de nombreuses configurations de microscopes à champ proche optique existent et permettent nombre d'applications allant de la caractérisation de guides à la spectroscopie. Tout type d'échantillons peut être étudié, qu'ils soient diélectriques, métallisés ou même biologiques.

La première difficulté est de détecter le champ évanescent qui va permettre de remonter à ces informations. Ces informations peuvent par ailleurs être détectées de différentes manières selon la configuration d'éclairage et de détection [95](*SNOM, STOM, R – SNOM, I – SNOM...*). La sonde peut en effet jouer le rôle de nanosource mais dans les cas joue un rôle clef dans la conversion des ondes évanescentes en ondes propagatives détectables. Dans notre cas, le microscope sera utilisé pour cartographier le champ électromagnétique au dessus de guides d'ondes optiques et de nanostructures. Ceux-ci seront les sources d'onde évanescente. La sonde sera utilisée uniquement en mode collecteur.

La seconde vient de ce que la «zone de champ proche optique», c'est-à-dire l'espace où les ondes évanescentes à la surface de l'objet sont détectables, est peu étendu. En effet, les ondes évanescentes ont une «profondeur de pénétration» très faible (moins de 100nm pour les longueurs d'onde d'étude utilisées lors de ce travail). Il faut donc approcher la sonde à moins de 100 nm de l'échantillon, la difficulté étant d'éviter toute détérioration de la sonde par contact avec l'échantillon. Cette difficulté est encore accrue par l'utilisation du «shear force» comme moyen de régulation, comme nous le verrons plus loin.

Il existe trois principaux différents modes de déplacements de la sonde au dessus de la surface, schématisés Fig. III.1 :

- Une première technique consiste à asservir la sonde sur l'intensité i détectée par la sonde (Fig. III.1(a)). Ce mode d'asservissement s'avère efficace dans le cas d'étude d'objet présentant une courbe d'intensité monotone (dans le cas contraire, la sonde s'écraserait à la surface de l'objet) et ne créant pas de variation brutale du champ qui provoquerait des artefacts.
- Une seconde technique consiste à balayer l'échantillon à hauteur constante (voir Fig. III.1(b)). Bien que cette méthode permette d'éliminer tout artefact lié à la topographie, elle est très diffi-

cile à utiliser dans le cas d'objet rugueux ou présentant de fortes variations topographiques sous peine d'écrasement de la sonde.

- Enfin, une dernière technique consiste à balayer la sonde à une distance constante de l'objet (voir Fig. III.1(c)) grâce à une technique d'asservissement que nous décrirons plus loin, puisque c'est cette configuration que nous avons retenue.

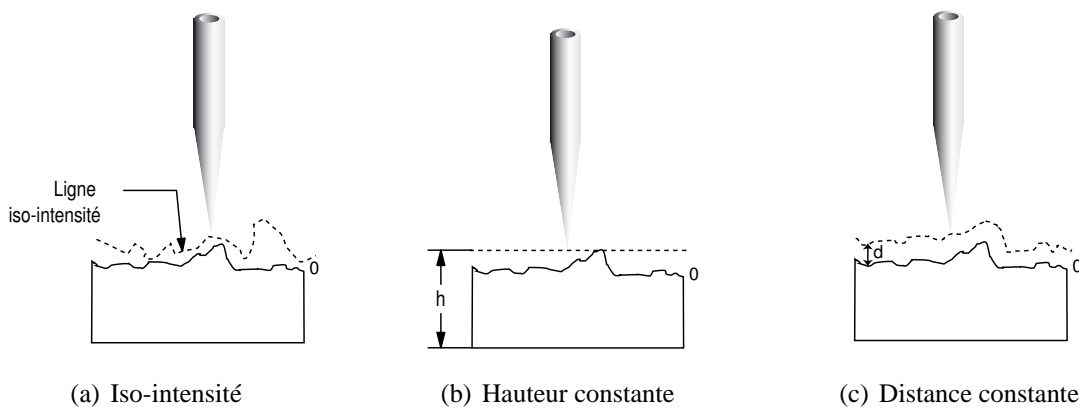


FIG. III.1 – Modes de balayage de la sonde.

La tête du microscope est autonome, c'est-à-dire qu'elle porte les dispositifs d'asservissement, de balayage et de détection (voir Fig. III.2), les guides d'onde devant restés fixes par rapport au système d'injection.

III.2 CONFIGURATION DE DÉTECTION DES FORCES DE CISAILLEMENT

2.1 Différents modes d'asservissement

Le contrôle de la distance sonde/échantillon est un élément important puisqu'il conditionne la résolution optique. Différentes méthodes ont été précédemment proposées :

- par détection du courant tunnel. C'est un procédé inspiré de la technologie STM mais qui a été ensuite adapté à la microscopie optique en champ proche [96]. Cette méthode impose comme contrainte principale la métallisation de la surface et de la sonde.

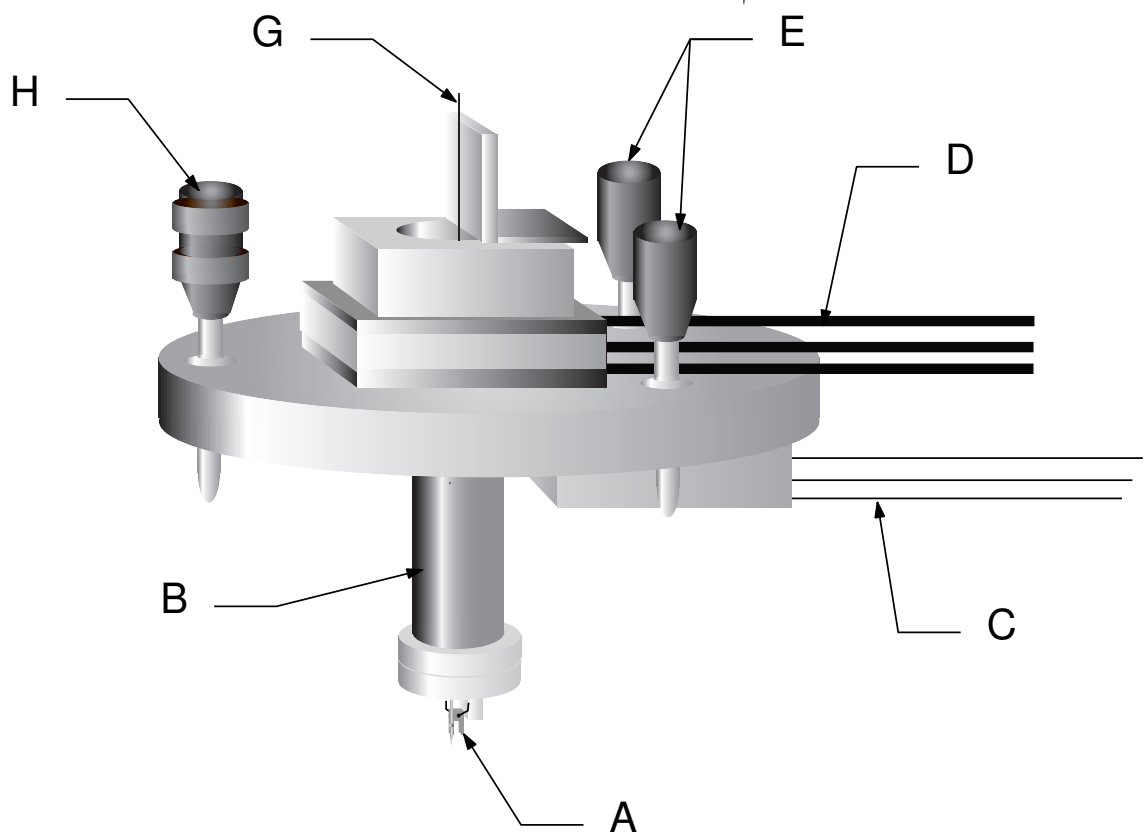


FIG. III.2 – Schéma représentant la tête autonome dans son intégralité. A : diapason portant la sonde, il permet la détection des forces de cisaillement. B : Tube piézo-électrique. C : circuit électronique blindé commandant le diapason. D : Platine de translation piézo commandé par l'ordinateur permettant le balayage. E : Vis micrométrique permettant une approche grossière et de régler l'horizontalité du système. G : Tube capillaire permettant de passer la fibre à l'intérieur du tube piézo-électrique (B). H : Butée différentielle permettant une approche fine.

- par détection et mesure des ondes évanescentes. Cette méthode a quelques inconvénients. La boucle de contre-réaction utilisant comme signal d'erreur l'intensité du signal recueillie par la sonde optique, cette dernière va suivre les lignes d'iso-intensité lumineuse. Dans le cas d'un relief trop important ou de courbe d'intensité non-monotone, il existe des recoupements de ces lignes et de la surface et donc un risque d'écraser la pointe. De plus, en chaque endroit de l'échantillon on doit trouver un champ évanescent, sans quoi l'asservissement perdrait sa mesure de référence.
- par détection des forces de cisaillements . Cette méthode est désormais la plus usitée. Elle présente quelque analogie avec l'AFM. C'est cette dernière qui sera utilisée dans notre cas et sera présentée en détail dans la partie suivante.

2.2 Détection des forces de cisaillements : principe

Deux méthodes de détection des forces de cisaillement ont été utilisées au cours de la thèse. Nous avons d'abord repris l'utilisation d'un diapason composé de deux lames piézoélectriques collées sur une embase en acier. Pour des raisons de stabilité, nous avons ensuite préféré utiliser des diapasons d'horloger en quartz.

Cette technique repose sur la détection des forces de surface entre l'échantillon et l'extrémité de la sonde. Elle a été validée et est utilisée dans le domaine de l'optique depuis le début des années 90 sous le nom de régulation par forces de cisaillement ("shear force" en anglais) [97, 98].

Son principe repose sur la détection de l'amplitude de vibration de la sonde qui est excitée par un système mécanique au voisinage de sa résonance mécanique. Cette amplitude de vibration reste stable tant qu'elle oscille librement (l'amplitude de vibration est maximale et vaut A_{max}). Puis la sonde, subissant une interaction avec la surface de l'échantillon lorsque la distance les séparant devient faible (typiquement une dizaine de nm), se met à vibrer plus faiblement et continue de décroître jusqu'à une valeur minimale (A_{min}) qui correspond au contact de la sonde avec l'échantillon (cf. fig. III.3). Il semble que les causes de cet amortissement soient multiples (forces de Van Der Waals, de viscosité, de capillarité etc ...). Il est très difficile de définir leurs effets respectifs et l'amortissement est aussi très dépendant des conditions expérimentales (environnement plus ou moins humide, température ...). Par contre, cette méthode permet d'asservir la sonde sur n'importe quel objet sans préparation particulière préalable (pas de métallisation de l'objet), et dans la plupart des conditions (vide, milieux aqueux etc ...).³

L'amplitude de ce signal et donc ses diminutions sont détectées, amplifiées puis dirigées vers une boucle de contre-réaction qui agit sur un tube piézo-électrique pour maintenir la sonde à une amplitude de vibration définie. La sonde restera donc logiquement à distance constante de la surface de l'objet, ce qui permettra d'enregistrer une image topographique en parallèle de l'image optique.

2.3 Utilisation de lames piézoélectriques

Pour mesurer les forces de cisaillement, nous avons dans un premier temps utilisé un diapason conçu au laboratoire, composé d'une embase en acier sur laquelle sont fixées deux lamelles piézo-

3. Ceci permet l'observation in-vivo d'échantillons biologiques [99].

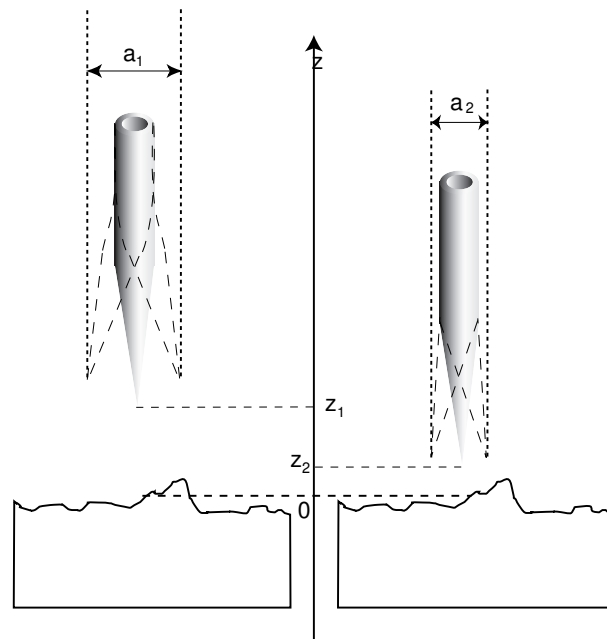


FIG. III.3 – Illustration de l'action des forces de cisaillement sur l'amplitude de vibration de la sonde. A une hauteur z_1 , la sonde a une amplitude de vibration a_1 . Plus elle approche de la surface, plus l'amplitude devient faible.

électriques. (cf. fig. III.4).

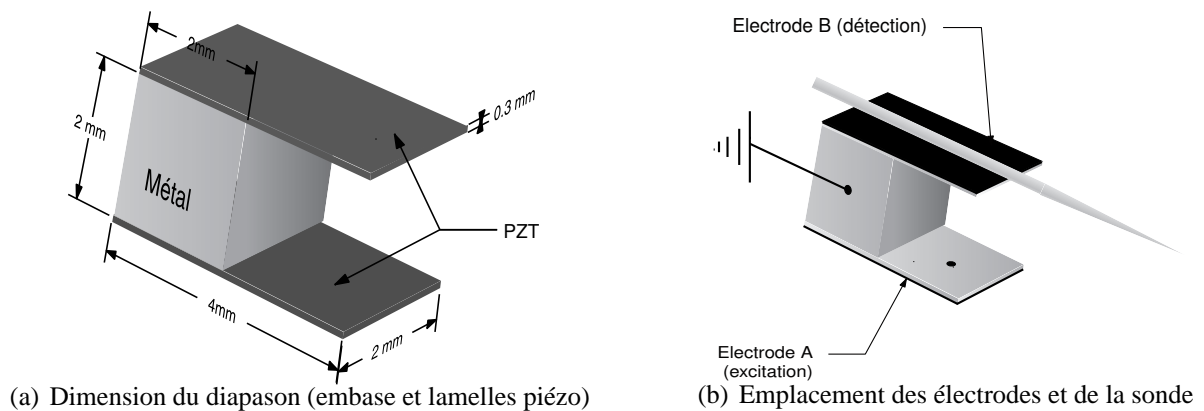


FIG. III.4 – Description d'un diapason fabriqué au laboratoire.

Ce type de détection a déjà fait l'objet d'une étude poussée [57]. Le système est composé de deux lamelles en matériau PZT de taille $4 \times 2 \times 0.3 \text{ mm}^3$. Afin que ce système forme un résonateur, ces deux plaquettes sont couplées au moyen d'une embase en acier de 2 mm d'épaisseur sur laquelle elles sont collées sur la moitié de leur surface comme montré sur la figure III.4(a). Les électrodes (un film de nickel) recouvrent les faces extérieures pendant que les faces intérieures, également métallisées sont en contact électrique avec l'embase et assurent le rôle de masse (voir fig. III.4(b)). Lorsque l'une des branches de ce système est excitée par un signal sinusoïdal (bras actif), la vibration est transmise

par couplage à travers l'embase sur la deuxième lamelle (bras passif), qui est solidaire de la sonde par collage ou couplage métallique. L'amplitude de vibration de la sonde dans son plan transversal diminue au fur et à mesure que la sonde approche de la surface. Cet amortissement sera détectable sur l'électrode externe, et donc permettra d'asservir la sonde à distance constante puisqu'il dépend directement de la distance de la sonde à la surface de l'échantillon.

Ce système a en outre l'avantage de permettre le couplage mécanique du diapason à la sonde sans collage. En effet, la sensibilité du système de détection est largement dépendante de ce couplage. Le *non-collage* de la pointe, simplement appuyée sur le diapason, présente l'avantage de faciliter le changement de sonde en cas de détérioration de celle-ci lors d'un contact. La méthode développée par D. Mulin [57] et reprise au début de mon travail, permettait de régler la pression permettant à la fibre de venir se solidariser au diapason. Ce moyen de détection, bien que robuste, s'est montré assez difficile à l'usage, du fait principalement de son faible facteur de qualité $Q \approx 100$ ($Q = \frac{f_{res}}{\Delta f}$ où Δf est la largeur à $1/\sqrt{2}$ du maximum d'amplitude du pic de résonance). Pour une meilleure stabilité du système nous avons donc choisi d'utiliser un diapason en quartz (diapason horloger, *Tuning Fork*).

2.4 Utilisation d'un diapason horloger

Les diapasons horlogers en quartz sont actuellement le moyen de détection des forces de cisaillement le plus utilisé en microscopie en champ proche [100]. Il a fait aussi ses preuves dans de nombreux domaines nécessitant la détection de forces (microscopie acoustique [101], microscopie à force atomique [102], magnétique [103] ...). Les diapasons en quartz sont connus pour avoir un facteur de qualité très élevé, ce qui les rend sensibles à des forces de friction et de cisaillement très petites, inférieures au pN , lorsqu'ils sont excités à leur fréquence de résonance typiquement de l'ordre d'une trentaine de kHz . Par contre, il est cette fois impossible de solidariser efficacement *mécaniquement* sans collage la sonde au diapason, le système ne s'y prêtant guère (taille du diapason, fragilité des bras). On peut citer malgré tout une solution de non-collage proposée par J. Salvi et al. [104], qui consiste à placer la fibre entre les deux branches du diapason, une légère pression au niveau de leur jonction assurant un couplage suffisant.

La solution pour solidariser la fibre au bras du diapason passe donc par le collage (voir Fig. III.5). Pour faire vibrer le diapason, nous avons choisi de l'intégrer dans un circuit électronique résonant [105]. Ce dispositif a l'avantage d'être léger et de pouvoir être facilement intégré à la partie terminale

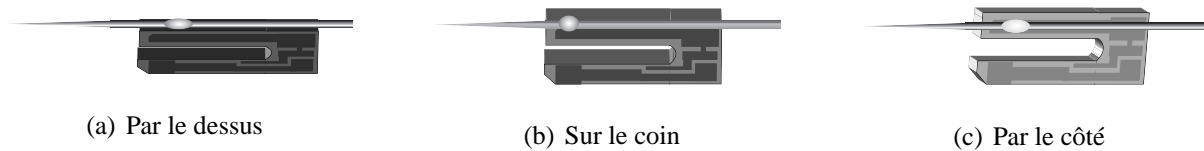


FIG. III.5 – Différents collages possibles

de la tête du microscope. Un amplificateur opérationnel configuré en comparateur, permet de mesurer le déséquilibre entre son entrée V_- comportant le diapason et son entrée V_+ , composée des impédances propres de celui-ci. Hors résonance, les tensions aux entrées sont égales et le signal en sortie du comparateur est nul. À sa fréquence de résonance ($f_{r(\text{théorique})} = 2^{15} = 32768\text{Hz}$ dans le vide), le diapason est alors équivalent à sa résistance interne R , mise en parallèle avec la capacité C_0 due à ces électrodes. Le signal à la sortie du comparateur est alors maximum. En suivant l'évolution de cette tension en fonction de la fréquence d'excitation, nous pouvons obtenir des courbes de résonances. Lorsque le diapason est encore encapsulé, son facteur de qualité Q_{vide} dépasse 50000 ($f_{r(\text{vide})} = 32765\text{Hz}$).

La qualité de résonance sera amoindrie par le fait que le diapason devra être décapsulé (sa résonance sera donc amortie par l'air), collé à un support par son embase (voir Fig. III.6) et pour finir collé à la sonde. Le graphe III.7(a) nous présente une courbe de résonance déterminée dans le cas où le diapason est décapsulé, fixé au support mais encore libre de toutes contraintes imposées par la sonde. Le collage à l'époxy (AralditeTM) du diapason sur le support est soigneusement effectué de manière à ne pas gêner la vibration des bras. Le pic de résonance dans ce cas se trouve à une fréquence $f_{r(\text{air})} = 32764\text{Hz}$, qui reste très proche de la fréquence de résonance dans le vide. Le facteur de qualité est quant à lui atténué ($Q_{\text{air}} \simeq 11500 \sim Q_{\text{vide}}/5$), mais reste néanmoins largement suffisant pour les applications demandées. La fixation du diapason au support ne semble donc pas gêner sa vibration.

La sonde est ensuite couplée au diapason à l'aide d'une colle cyanoacrylate, qui a l'avantage de sécher très vite et d'être efficace en très petite quantité. En effet, pour ne pas alourdir le bras du diapason, on doit utiliser le minimum de colle possible. Pour éviter les contraintes mécaniques dues à une courbure de la fibre, qui pourrait être la conséquence d'un mauvais alignement entre la fibre et le bras du diapason, nous l'avons guidée à l'aide d'une petite plaque fendue permettant de laisser passer le capillaire amenant la fibre à l'extrémité de la tête de microscope et pouvant coulisser (voir Fig. III.6). On peut ainsi venir affleurer le bras du diapason avec la fibre. Une goutte de cyanoacrylate

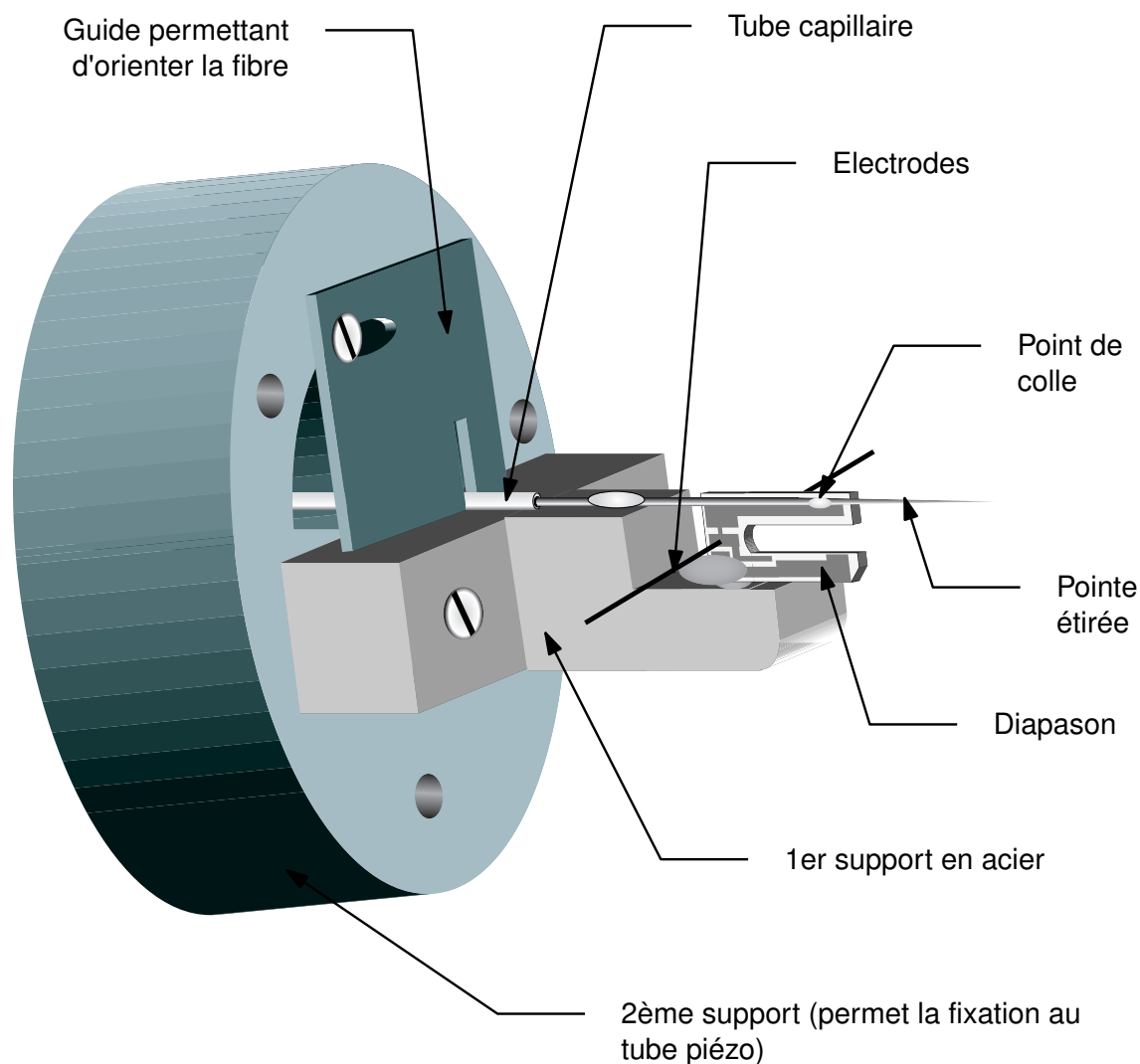
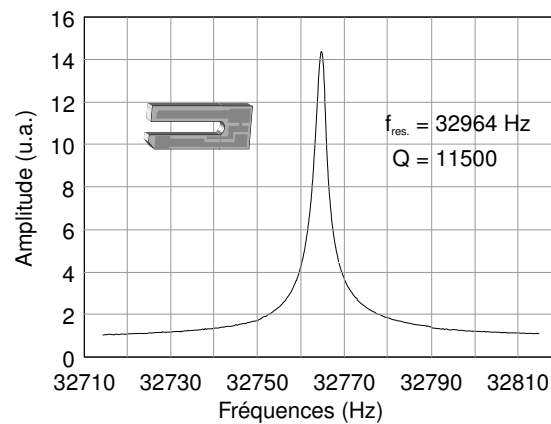


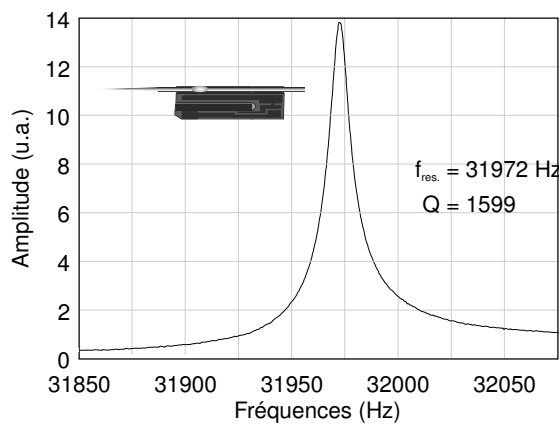
FIG. III.6 – Schéma représentant le diapason sur son support (extrémité de la tête du microscope). Le diapason est collé sur un support permettant d'approcher la fibre pour qu'elle soit convenablement placée pour le collage. La partie cylindrique sur lequel est vissé le support est lui-même vissé au tube piézo. La fibre est amenée jusqu'au diapason par un tube capillaire.

est déposée pendant quelques minutes sur un morceau de papier de manière à la rendre plus visqueuse par évaporation du solvant et éviter qu'elle ne migre tout le long du contact entre fibre et diapason. Nous appliquons ensuite une petite quantité de cette colle prélevée par un capillaire sur la fibre au niveau du bout du bras du diapason (voir Fig. III.5). La fibre est spontanément fixée au diapason. Cependant, pour permettre une meilleure rigidité de couplage, il est préférable de laisser sécher la colle pendant quelques heures. Un autre point de colle ou un ruban adhésif permet de coller la fibre sur le support (voir Fig. III.6), permettant de rigidifier le système et le rendre insensible aux mouvements de la fibre en amont du diapason.

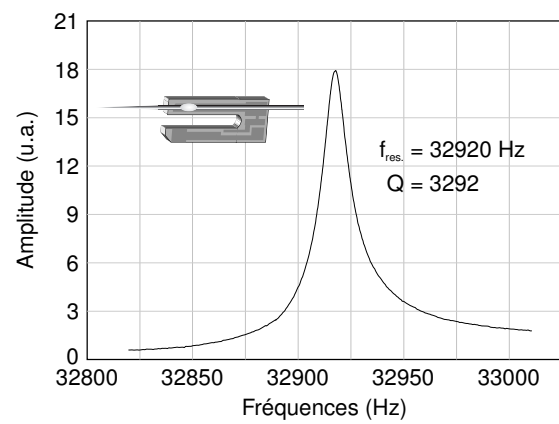
Nous avons essayé différents types de collage, représentés Fig. III.5. Nous avons déterminé pour



(a) Courbe de résonance à vide (diapason collé sur son support, sans fibre).



(b) Courbe de résonance avec la fibre collée au dessus du diapason.



(c) Courbe de résonance avec la fibre collée sur le côté du diapason.

FIG. III.7 – Courbes de résonances d'un diapason d'horloger mesurées pour trois cas.

chaque type de collage une courbe de résonance. L'aspect des courbes de résonance est en effet déterminant pour la détection des forces de cisaillement. En effet, le système réagit différemment selon l'allure de la courbe. Un fort facteur de qualité entraînera une meilleure sensibilité du système mais aussi une instabilité. Inversement, pour des facteurs de qualité faibles (tel était le cas des diapasons fabriqués au laboratoire), le système est stable mais moins sensible. Nous nous sommes aperçus que selon l'emplacement du collage de la sonde sur le bras du diapason, les courbes de résonance varient. Par exemple, la fibre collée au dessus du bras du diapason (Fig. III.5(a)) permet au diapason de garder sa sensibilité ($Q_{dessus} \simeq 1600^4$), mais en constatant une légère translation de la fréquence de résonance vers les valeurs inférieures ($f_{r(dessus)} = 31972 Hz$ pour notre exemple Fig. III.7(b)). Par contre, nous observons dans ce cas une très grande sensibilité au collage, il est en effet très facile de paralyser le bras (et donc de tuer la résonance). Le collage sur le côté du bras (Fig. III.5(c)) est plus simple à effectuer dans la mesure où le bras du diapason sera moins rigidifié. Nous observons sur la courbe de résonance correspondant à ce cas (Fig. III.7(c)) une translation de la fréquence de résonance, mais cette fois vers les valeurs supérieures ($f_{r(côté)} = 32920 Hz$ et un facteur de qualité $Q_{cote} \simeq 3290$). Le collage sur le coin du bras du diapason (Fig. III.5(b)) n'a pas montré de différences avec le collage par dessus.

Ces configurations peuvent donc toutes être utilisées pour nos applications, puisqu'elles ont montré dans tous les cas une bonne sensibilité. Pour avoir un bon compromis entre un système stable et sensible, nous avons trouvé qu'il valait mieux avoir des facteurs de qualité compris entre 1000 et 3000, ce qui est le cas ici. Nous utiliserons plutôt le collage sur le côté de la fibre, qui semble être une solution plus reproductible et qui risque moins de provoquer une *paralysie* du bras.

La colle cyanoacrylate s'avère assez aisée à utiliser. La quantité utilisée pour coller la fibre étant très faible, elle est facile à dissoudre. Globalement, le diapason est réutilisable pour un nouveau collage de la fibre une dizaine de fois sans perte de la qualité de vibration.

4. *Remarque* : Les valeurs (facteur de qualité, fréquence de résonance) indiquées pour les différents collages peuvent varier légèrement selon le collage et celles-ci sont indiquées à titre d'illustration. Les fréquences de résonance peuvent varier de l'ordre de 500 Hz, voire les résonances annihilées selon la qualité du collage.

III.3 DÉTECTION DES ONDES ÉVANESCENTES ; SONDE OPTIQUE

3.1 Présentation

En microscopie champ proche, on distingue habituellement deux configurations de sondes :

- Les sondes dites *sans ouvertures*. Ce sont des pointes métalliques ou diélectriques (A-STOM [106] ou microscope hybride SNOM-AFM [107]) dont l'extrémité d'une taille nanométrique joue le rôle de centre diffusant.
- Les sondes à *ouverture* caractérisées par un nano-trou au bout de l'apex de la pointe qui permet soit d'éclairer l'objet, soit de capter le champ évanescent frustré à la surface de l'échantillon.

Dans les deux cas, la résolution latérale dépend de la dimension terminale de la sonde, elle est d'autant meilleure que le diamètre sub-longueur d'onde de l'apex est petit. Cependant, il est évident que selon le type d'application souhaitée, la sonde doit répondre à un certain nombre d'exigences particulières dues à son double rôle de capteur de force de cisaillement et de capteur optique.

Dans notre cas, la sonde sera à ouverture et fonctionnera en détection, l'injection lumineuse se faisant par l'échantillon. Nous avons choisi de travailler avec une sonde diélectrique fabriquée à partir d'une fibre optique étirée en pointe, qu'il est possible de métalliser.

3.2 Fabrication de la pointe

La forme de pointe de la sonde diélectrique peut être obtenue par différentes techniques telles que l'attaque chimique [108], l'étirage à chaud ou la combinaison des deux techniques, ou encore l'usinage FIB [109, 110].

La technique la plus usitée actuellement pour la fabrication des sondes optiques est l'amincissement d'une fibre optique par étirage à chaud. Elle est issue du domaine de la biologie où elle était destinée à la fabrication de micropipettes [111] et a été transposée pour les fibres optiques dans le début des années 90 [112]. Cette technique consiste à chauffer localement par rayonnement infrarouge d'un laser CO_2 la fibre optique préalablement dénudée de sa gaine, tout en maintenant sur elle une tension mécanique (voir Fig.III.8). La partie de la fibre chauffée par le laser devient visqueuse et une force constante induit un premier étirement qui s'accélère. Lorsque la vitesse d'étirement atteint une certaine valeur de consigne, une seconde traction plus violente est imprimée avec une force choisie,

amenant la fibre à la rupture. Cette opération a été effectuée au laboratoire par l'étireuse commerciale Sutter P-2000, constituée d'un laser CO_2 proposant 5 W en puissance maximale et d'un système d'étirage mécanique contrôlé. Cette machine permet le réglage de 5 paramètres (la dimension de la zone chauffée, la puissance du laser, la consigne de vitesse, la force de traction finale et le délai, positif ou négatif, entre cette traction et l'extinction du laser) et d'effectuer un seul cycle de chauffage-étirage ou en plusieurs jusqu'au point de rupture, donnant à la pointe des aspects différents. L'aspect des pointes étirées se compose habituellement en trois parties : un premier taper, un filament et un dernier taper (l'apex). La sonde choisie pour ce travail a une forme conique, forme déjà utilisée au laboratoire dans le cadre de caractérisation de structure nanométrique [57, 99] car elle offre la meilleure reproductibilité.

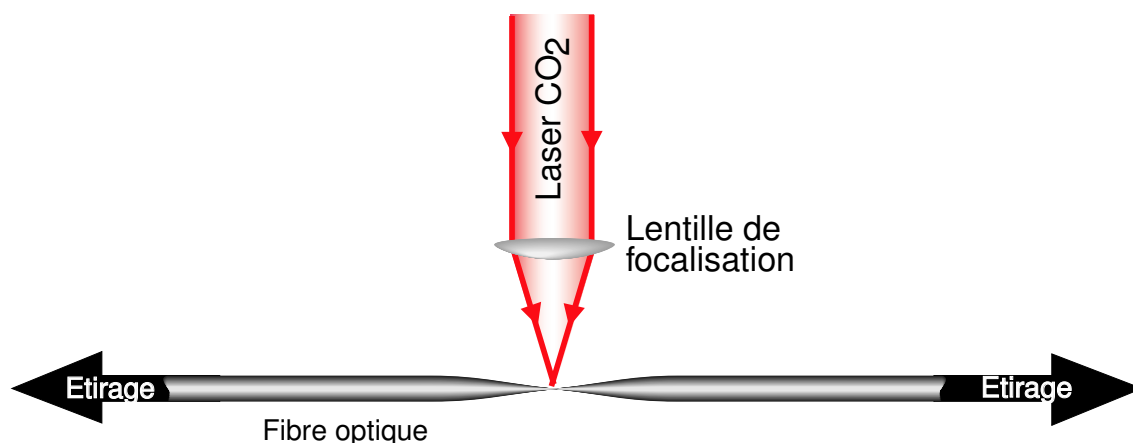


FIG. III.8 – Principe de l'étirage par chauffage laser.

La fibre utilisée est une fibre multimode Alcatel 62,5/125 qui a montré au cours des essais une meilleure transmission optique qu'une fibre monomode. Le programme de fabrication choisi est en une seule étape d'étirage-chauffage, permettant des pointes de forme conique dont la partie terminale fait environ 100 nm de diamètre.

Pour affiner ces pointes et atteindre des diamètres de l'ordre de 50nm, il serait possible de procéder après étirage à une attaque chimique à l'acide fluorhydrique [113]. Nous avons utilisé les sondes sous leur forme diélectrique, mais il est possible après ces étapes de procéder à une métallisation qui permettrait d'améliorer la résolution optique, au prix d'un rapport signal/bruit dégradé [57].

III.4 INSTRUMENTATION

4.1 Présentation générale

La figure III.9 montre le montage expérimental dans son ensemble. Nous pouvons voir au centre la tête autonome du microscope, déjà présentée Fig. III.2, posée sur son support.

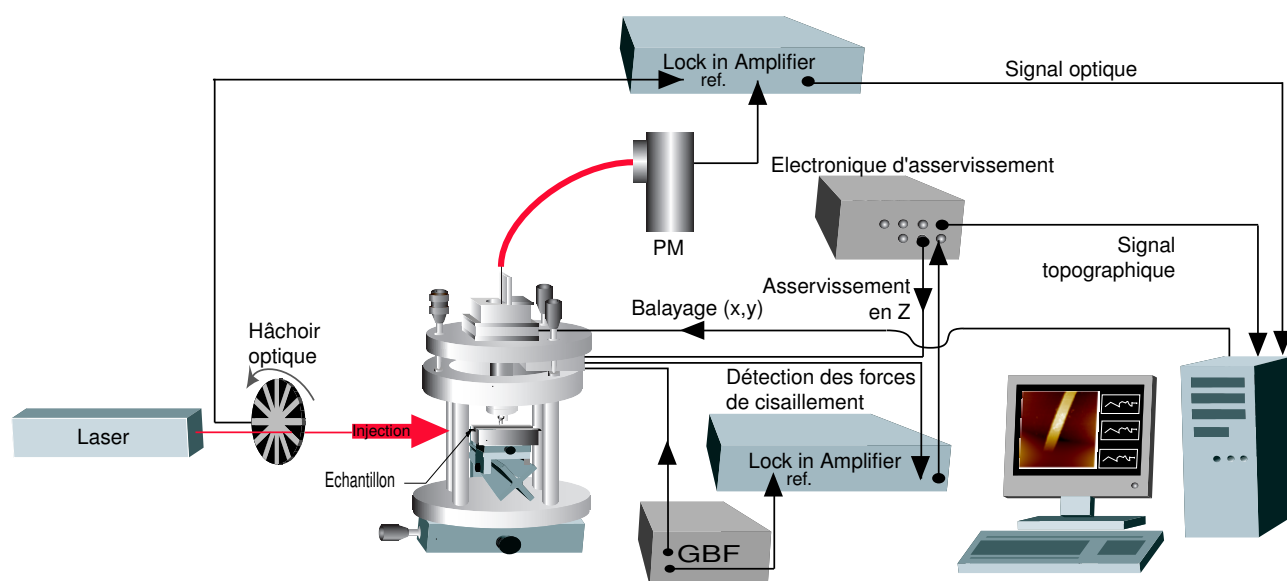


FIG. III.9 – Schéma général du montage expérimental.

Le microscope est commandé par un ordinateur qui effectue d'une part la commande simultanée de l'enregistrement des signaux topographiques et optiques, d'autre part la commande du translateur piézo-électrique permettant le balayage (x,y) . L'interfaçage est effectué par 2 cartes de conversion 16 bits respectivement analogique/numérique et numérique/analogique. Le logiciel, développé par G.Rachard en Turbo C++ de Borland fonctionnant sous DOS est utilisé depuis plusieurs années dans l'équipe.

Le montage se décompose principalement en deux fonctions décrites sur la Fig. III.9. La première, partant de la détection des forces de cisaillement par la pointe collée sur le diapason, permet l'asservissement de cette pointe à distance constante de l'objet et permet l'acquisition sur l'ordinateur du signal topographique. La seconde, partant de l'onde optique recueillie par la pointe, aboutit au signal optique, après avoir été transformée et amplifiée par un photo-multiplicateur (PM sur la figure).

4.2 Asservissement et balayage

4.2.1 Système d'asservissement

Nous avons vu dans les parties précédentes que le couple diapason/fibre étirée permettait de capter les forces de cisaillement lors de l'approche de la pointe vers la surface de l'échantillon. Cette mesure des forces de cisaillement agit sur l'amplitude de vibration du diapason, excité à sa fréquence de résonance par un générateur basse fréquence (GBF). Cette vibration est transformée par le diapason en une certaine amplitude de courant. Ce signal est ensuite démodulé grâce à un amplificateur synchrone (Lock-in Amplifier) avant d'être injecté dans l'électronique de contrôle, qui pilote un amplificateur haute tension. La boucle de contre-réaction est fermée par l'intermédiaire d'un dispositif d'entraînement piézo-électrique permettant d'ajuster la distance pointe-échantillon. L'électronique comprend un système PID (Proportionnel-Intégrateur-Dérivateur), système souvent utilisé pour les circuits d'asservissement et permettant des réglages qui influencent la rapidité de réaction, la stabilité du système, la valeur de l'amortissement (nous verrons ce circuit plus en détail dans la partie 5.3).

L'amplificateur haute tension permet d'agir sur un tube piézo-électrique (voir Fig. III.10(a)). L'électrode recouvrant la face extérieure est reliée à la masse et celle recouvrant l'intérieur du tube est reliée à l'alimentation haute tension de l'électronique de contrôle. Le graphe III.10(b) nous donne une mesure de l'allongement du tube en fonction de la tension qui lui est délivrée. On remarque une faible hystérésis, caractéristique des matériaux piézo-électriques. Au maximum, le tube pourra se rétracter de $4\mu m$.

En mesurant l'amortissement de la vibration de la pointe lors de l'approche de la surface de l'échantillon et en le corrélant avec le déplacement en z de la sonde, on obtient une courbe d'approche (voir graphe III.11). Le graphe montre deux courbes, l'une avec la boucle ouverte (sans asservissement, trait plein), l'autre avec la boucle fermée (en pointillé) avec une consigne fixée à une amplitude A_d , fixé ici à 50% de l'amplitude de vibration maximale A_{max} . Dans le cas de la boucle ouverte, on observe une amplitude de vibration constante lors de l'approche (1) jusqu'à un point A à partir duquel l'amplitude chute jusqu'à ce que la pointe vienne s'écraser à la surface de l'échantillon (3). Dans le cas de la boucle ouverte, le circuit de contre-réaction agit et permet à la pointe de se stabiliser à une certaine amplitude A_d , défini par la consigne et de permettre à la pointe de rester à une distance constante de l'échantillon (2). On peut aussi remarquer que le signal est moins bruité dans le cas où l'asservissement est en place. ceci peut s'expliquer par l'intégration à l'entrée de la boucle de

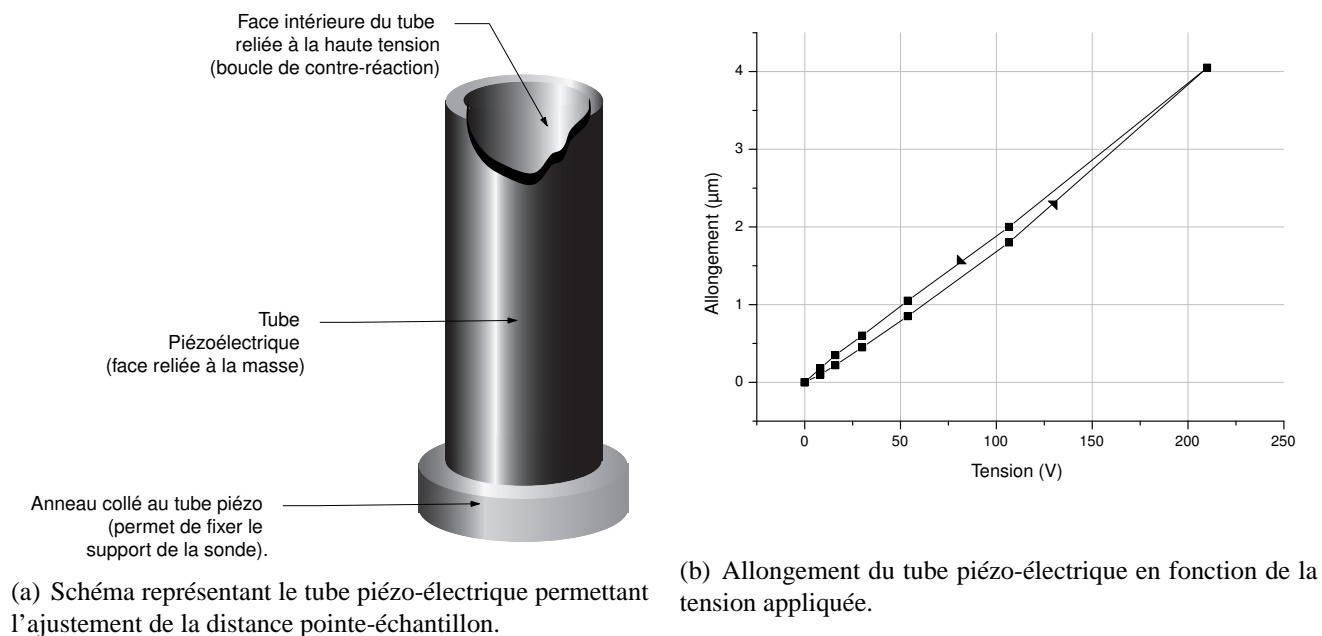


FIG. III.10 – Caractéristiques du tube piézo-électrique

contre-réaction du bruit détecté lors de l'oscillation de la pointe (1) ou par la correction constamment apportée par l'asservissement pour maintenir la tension constante (2).

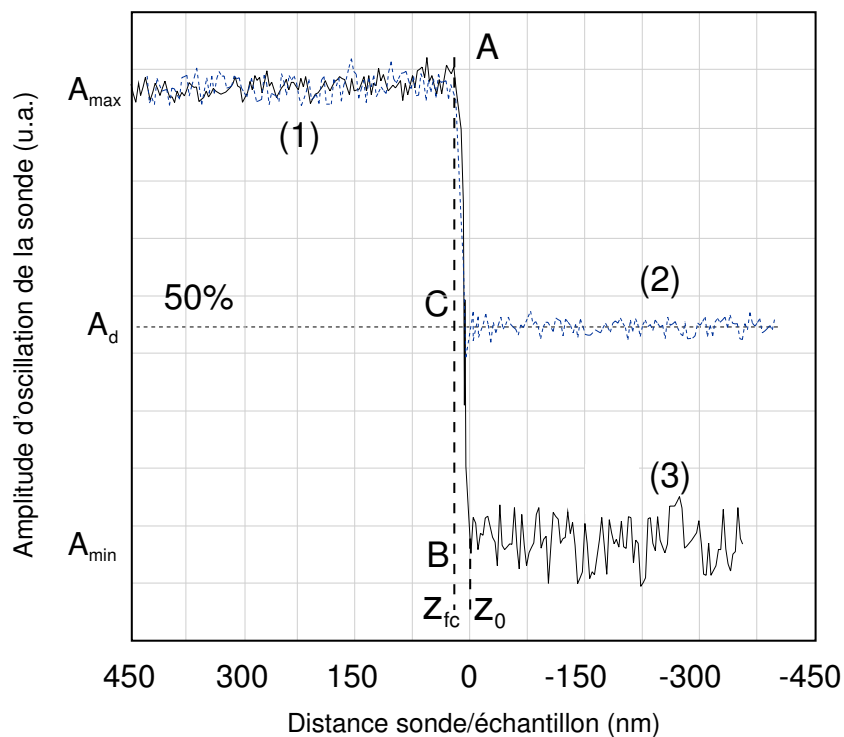


FIG. III.11 – Courbe d'approche avec une consigne d'asservissement fixée à 50% de A_{max} . La courbe en pointillé représente l'approche avec boucle d'asservissement fermée et celle en traits pleins la courbe d'approche pour une boucle ouverte.

Ce dispositif permet donc de fixer la pointe à une distance constante de l'échantillon (estimée proche de $10nm$ dans notre cas). Il reste donc à pouvoir translater la sonde au-dessus de l'échantillon pour pouvoir faire des acquisitions.

4.2.2 Système de balayage

Le tube piézo-électrique servant uniquement à l'asservissement, c'est-à-dire à un déplacement selon z , le balayage selon (x,y) est pris en charge par un dispositif annexe. Les échantillons que nous devons observer présentant des structures étendues sur des surfaces de l'ordre de la centaine de μm^2 , le choix s'est porté sur l'utilisation d'une platine de translation bi-dimensionnelle *Piezosystem Jena PXY 101NV/SG*, contrôlable par un signal analogique 0-10 V. Cette platine permet de réaliser des balayages sur des distances maximum de $80 \times 80 \mu m^2$ et minimum de $2,5 \times 2,5 \mu m^2$, compte tenu de la dynamique permise par l'échantillonnage numérique.

4.3 Détection optique

Lors du balayage de la sonde à quelques nanomètres de la surface de l'échantillon, le champ évanescent à la surface de l'échantillon est frustré par la pointe et guidé par la fibre optique (passant par un capillaire au centre du tube piézo-électrique) jusqu'à un photomultiplicateur (PM) *Hamamatsu Photonics R955* dont la photocathode est optimisée pour l'intervalle spectral $400 - 900nm$. Afin d'assurer un bon couplage, le PM est fibré par un connecteur SMA.

Pour augmenter le rapport signal sur bruit, nous avons utilisé en injection un hacheur optique (voir Fig.III.9) fonctionnant à une fréquence de $1500Hz$, servant de référence à un amplificateur synchrone. Le courant photoélectrique est, après une conversion courant-tension, dirigé vers l'amplificateur synchrone. Nous avons ainsi pu travailler à des tensions d'alimentation pour le PM de l'ordre de $800V$.

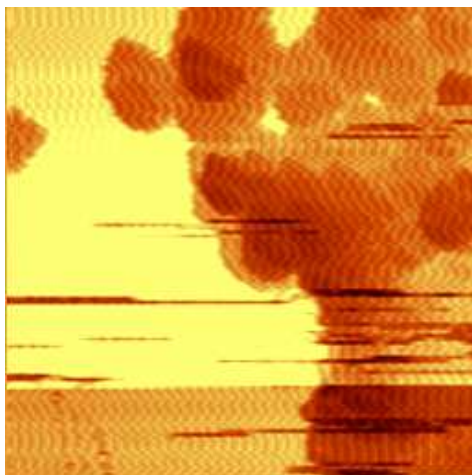
III.5 REMARQUES

5.1 Problème de stabilité

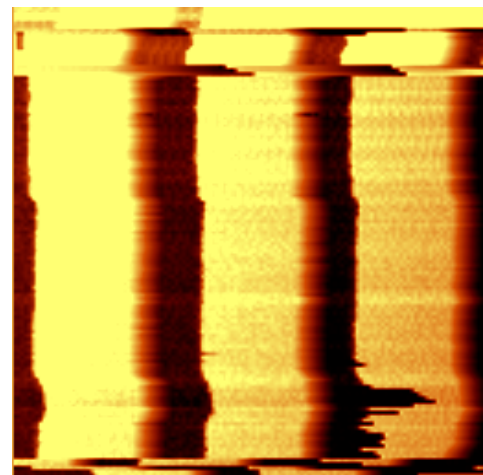
Le microscope champ proche ainsi fabriqué a montré au début de ce travail une très grande sensibilité à des perturbations extérieures qu'il nous a été très difficile à identifier. Je montrerai dans

cette partie les différentes modifications faites au système pour permettre la stabilité nécessaire à la caractérisation de structure nanoscopique.

En effet, les premières images topographiques effectuées montraient un bruit important se caractérisant par une oscillation interdisant parfois l'asservissement, la pointe venant s'écraser sur l'échantillon (cf. fig. III.12).



(a) Image topographique de billes d'or (diamètre $500nm$)



(b) Image topographique d'un réseau de période $1\mu m$

FIG. III.12 – Exemples d'images bruités

Ces images avaient été obtenues avec la première version du microscope utilisant un diapason fabriqué au laboratoire, comme il a été décrit dans la partie 2.3.

Nous avons donc décidé de changer de moyen de détection, en passant à un diapason horloger en quartz, ce qui a imposé un remaniement complet de la tête de microscope puisque les conditions de fixation de la fibre n'était plus les mêmes. Nous avons remarqué dans ce cas quelques améliorations, un asservissement plus facile à obtenir et une plus grande rapidité de réaction de la boucle de contre-réaction.

Cependant, nous n'avons pas pu totalement, par ce changement, annihiler les vibrations parasites apparaissant sur les images topographiques. Ces vibrations, assez régulières, de l'ordre d'une dizaine de Hertz, pouvaient avoir deux origines, l'une mécanique (manque de stabilité du support, tube piézo-électrique), l'autre purement électronique, due au circuit d'asservissement.

5.2 Améliorations faites à la mécanique du système

Une étude de la tête nous a montré plusieurs causes possibles à l'instabilité mécanique : cela pouvait venir du tube piézoélectrique, qui contrôle le mouvement de la pointe en z , de la platine de translation XY , ou tout simplement de vibrations transmises par l'extérieur (par le sol, malgré la table à coussin d'air, à travers le support de la tête de microscope, par l'air, . . .).

Notre attention s'est principalement portée vers le support de la tête. En effet, dans la première version du microscope, l'ensemble de la tête autonome est portée par trois tiges d'acier, de 150mm de hauteur et d'un diamètre de 20mm . Nous avons donc remplacé ces trois tiges par 4 barreaux de plus grand diamètre (50mm) et nous avons ajouté au dessus de ces tiges un anneau qui permet à la fois de solidariser ces colonnes et de porter la tête de microscope, comme montré sur la figure III.13.

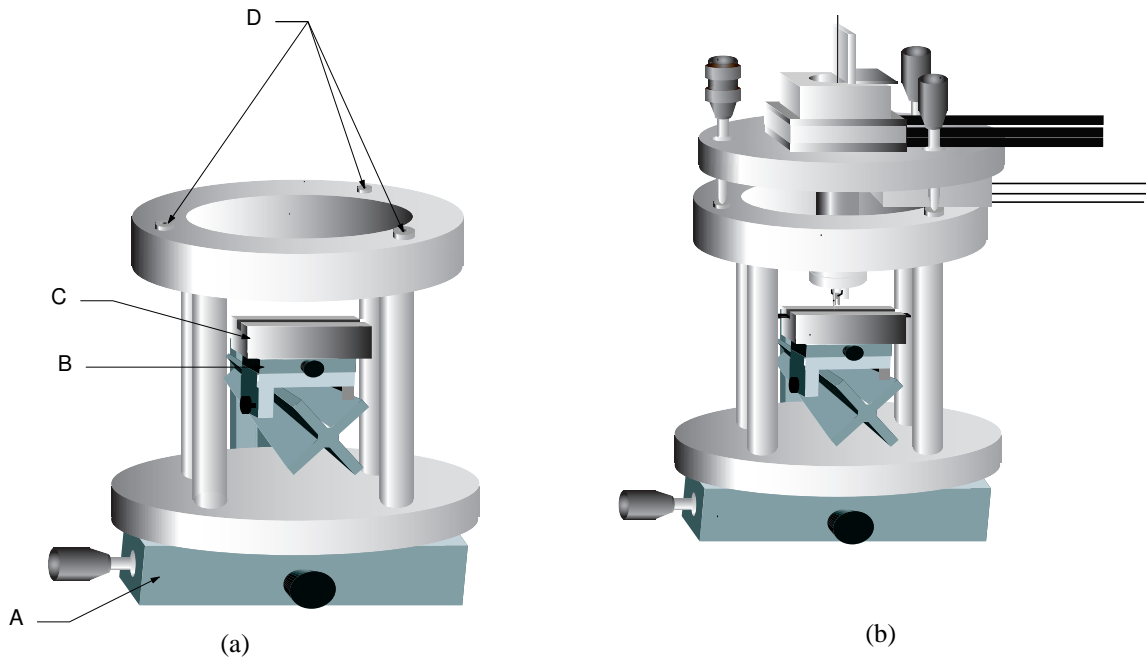


FIG. III.13 – Support modifié pour une plus grande stabilité. A : platine de translation (x,y) permettant de déplacer la tête à la surface de l'échantillon. B : Un cavalier fixé sur un banc en X permet de porter une platine de translation sur laquelle est fixée le porte échantillon (C). D : trois vis dans lesquelles ont été gravés des encoches (rond, trait, croix) permettant une bonne stabilité de la tête une fois posée. La partie portant la tête autonome et l'échantillon porté par le banc en X sont indépendantes.

5.3 Améliorations apportées à l'électronique

En ce qui concerne la partie électronique (schéma III.14), nous avons apporté quelques modifications aux circuits de contre-réaction. Celle-ci reçoit en entrée un signal venant du diapason via

l'amplificateur synchrone, et le compare à un autre signal dit de consigne (réglable via le potentiomètre POT1). Lorsque le signal d'entrée dépasse la consigne, la boucle de contre-réaction se met en marche et relève la sonde via le tube piézoélectrique (voir partie 4.2.1).

La tension d'erreur issue de cette comparaison signal/consigne est transmise à un amplificateur opérationnel (AO) (U2:A sur le schéma III.14) monté en intégrateur/amplificateur. La constante de temps d'intégration dépend du réglage du potentiomètre POT2 ainsi que des condensateurs C13 à C18. Ce réglage agit sur la vitesse de réaction de la pointe. Le gain en continu dépend de POT2 et des résistances R24 à R28. Ces deux réglages sont liés. On remarque qu'avec un temps d'intégration court, permettant des réactions vives de la pointe, le signal montre des oscillations. Inversement, pour obtenir un signal sans oscillation, il est souvent indispensable de choisir un temps d'intégration plus long. Dans les deux cas, nous risquons d'écraser la pointe contre la surface de l'échantillon. Nous avons donc changé les valeurs des résistances et condensateurs précédemment utilisé (voir (A) dans le schéma III.14) de manière à obtenir un plus grand choix de réglages permettant de trouver le meilleur compromis entre bon rapport Signal/Bruit et réaction rapide de la pointe. Pour tester la réaction du circuit d'asservissement, nous avons rajouter une entrée de test (nommé MOD, voir (B) sur le schéma III.14), permettant, en boucle ouverte, c'est-à-dire quand l'interrupteur (D) est ouvert, d'injecter dans le circuit une modulation (habituellement un signal créneau) produite par un GBF et d'observer la réponse du circuit d'asservissement. Enfin, nous avons rajouté aussi un interrupteur qui permet dans un sens une approche automatique (avec une certaine vitesse réglée par le signal de consigne) de la sonde sur une centaine de nm (la sonde est asservie à une distance de la surface de $10nm$ environ en conditions optimales) et dans l'autre sens, qui permet de relever rapidement la sonde (voir (D) sur le schéma III.14).

Toutes ces modifications ont apporté une amélioration significative du comportement du microscope ainsi qu'une facilité d'utilisation accrue. La figure III.15 montre une image $4 \times 4\mu m^2$, sans bruit. On peut discerner les nanostructures qui ont été gravées par FIB sur un guide d'onde ($d = 200nm$).

III.6 CONCLUSION

Les systèmes d'asservissement basés sur la détection des forces de cisaillement sont actuellement les plus usitées dans les différents microscopes optiques en champ proche. Nous avons fait le choix

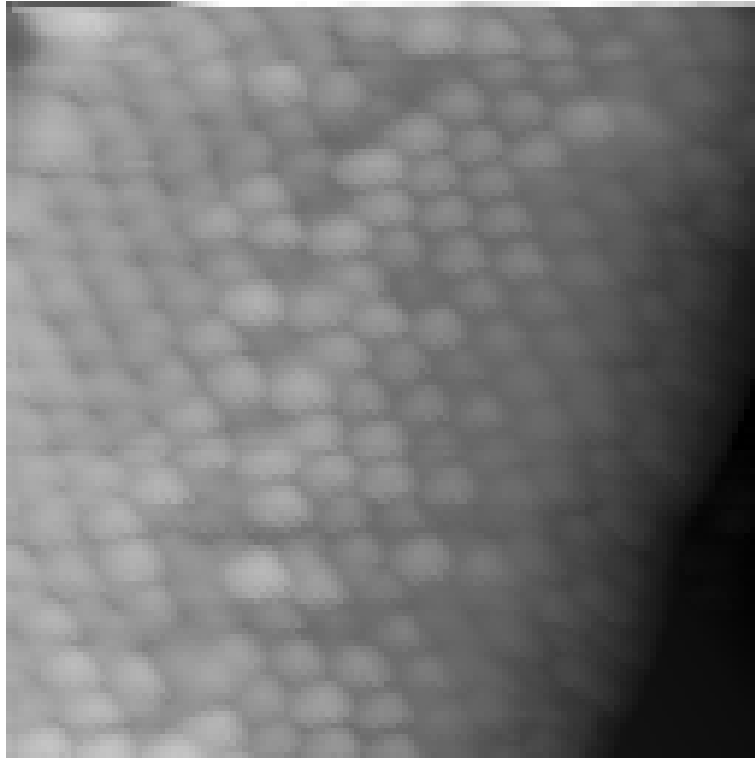


FIG. III.15 – Exemple d'image topographique obtenue après modification du microscope ($4 \times 4 \mu\text{m}^2$). Nanostructures avec ligne de lacunes gravées sur un guide d'onde.

d'utiliser un diapason horloger en quartz comme détecteur de ces forces. Après avoir éprouver la stabilité mécanique des supports et électronique du circuit d'asservissement, nous avons pu obtenir des images sans bruits qui permettront la caractérisation de nanostructures.

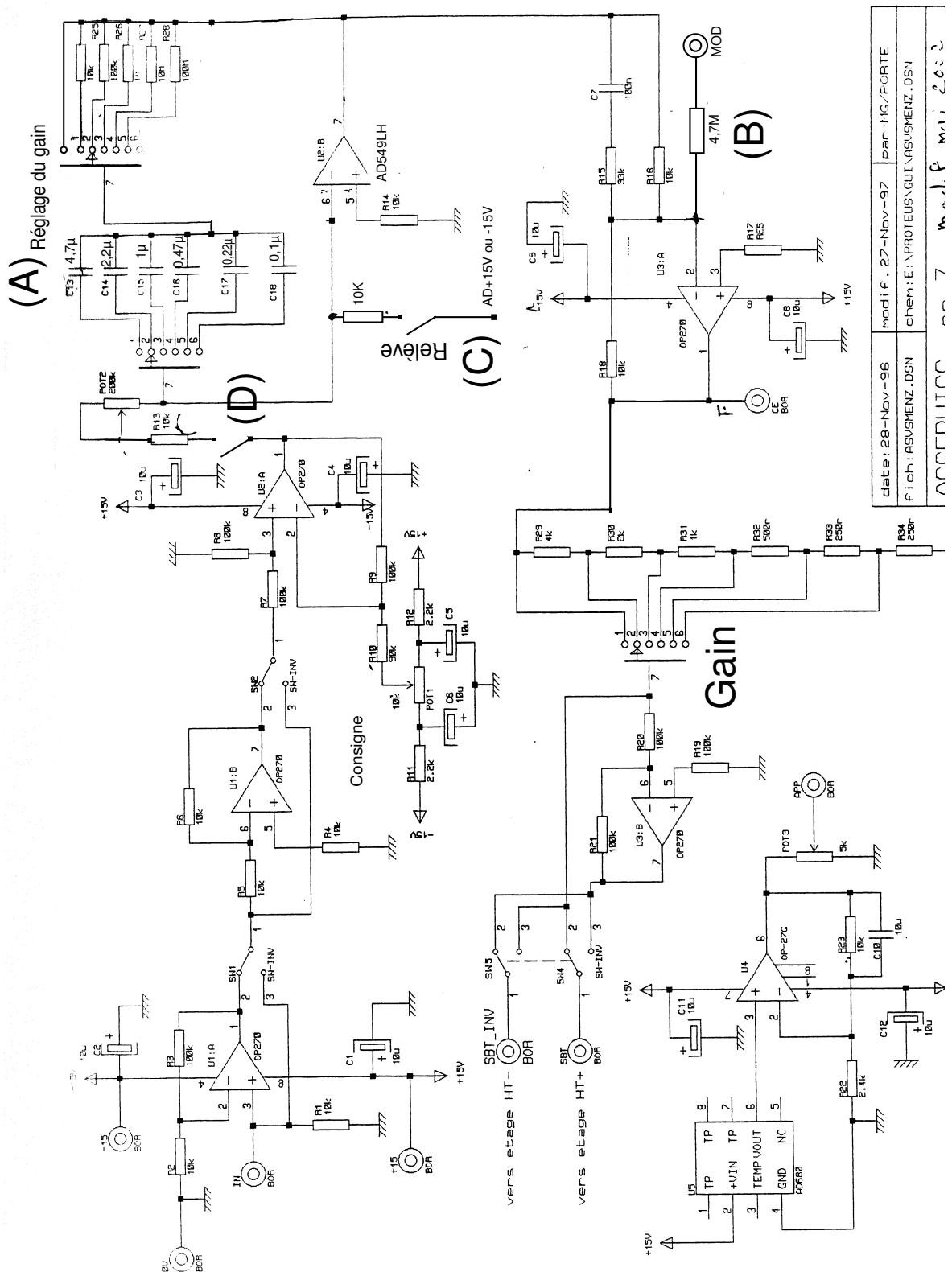


FIG. III.14 – Circuit électronique d'asservissement. Les principales modifications sont repérées par les lettres (A), (B), (C) et (D).

CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DES STRUCTURES PHOTONIQUES

Sommaire

IV.1 Introduction	108
IV.2 Présentation du montage de caractérisation	112
IV.3 Validation du montage expérimental	114
IV.4 Caractérisation de nanostructures associées à des guides d'onde	118
IV.5 Discussion	127
IV.6 Conclusion	129

Les structures photoniques associées à des guides d'onde dont nous avons décrit la fabrication, peuvent être caractérisées de plusieurs façons. Nous avons évoqué dans les parties précédentes des méthodes de caractérisation directes par MEB ou FIB (caractérisations en surface ou en coupe par cross section). Il est aussi possible de caractériser la surface par AFM. Mais étant donnée l'utilisation de ces structures, la caractérisation la plus pertinente est constituée par les mesures optiques.

- Mesure de transmission : en injectant dans le guide avec plusieurs longueurs d'onde grâce à une source accordable, nous pouvons tracer un spectre de transmission en récupérant la lumière en sortie de guide.
- Imagerie SNOM qui permet de détecter le champ évanescent à la surface de tels échantillons. Nous verrons dans cette partie que le SNOM développé se prête particulièrement bien à de telles caractérisations, le champ étant fortement confiné dans les structures photoniques.

IV.1 INTRODUCTION

1.1 Méthodes classiques pour caractériser les guides optiques

La méthode de caractérisation la plus courante est l'étude de la transmission en injectant dans le guide un faisceau de longueur d'onde accordable et en mesurant le champ en sortie de guide. Cette étude permet d'obtenir la distribution d'intensité lumineuse du mode (ce qui permet de remonter au profil d'indice du mode), et d'avoir une mesure des pertes par guidage. Elle permet aussi de vérifier la monomodalité du guide. Cette première méthode ne montre rien du guidage en lui-même et des défauts pouvant l'affecter, même si l'image de la face de sortie peut être affinée par une mesure en champ proche.

Une seconde démarche, utilisée dans le cas de caractérisation de guide d'onde, consiste à approcher du guide d'onde un prisme de haut indice, frustrant ainsi les ondes évanescentes accompagnant la propagation du champ. Cette méthode permet par exemple de mesurer les pertes en propagation en déplaçant longitudinalement le prisme [114]. Cependant il faut remarquer que le contact du prisme avec la surface peut être préjudiciable dans le cas d'un guide en surface, de plus, elle ne permet pas de connaître le profil du champ. Cette information peut être obtenue par la méthode dite des « *m-lines* » [115]. Cette méthode demande à ce que plusieurs modes soient guidés, ce qui pour des guides monomodes nécessite une injection à des longueurs d'onde inférieures à celle de travail. Le couplage dans le guide par le prisme permet de visualiser les différents modes qui permettent de remonter aux indices effectifs.

1.2 Caractérisation de guide optique par microscopie en champ proche

Depuis quelques années, la microscopie en champ proche a beaucoup apporté à la caractérisation de guide d'onde d'optique intégrée, notamment l'aspect non-destructif pour l'objet puisqu'elle ne nécessite aucune préparation particulière, ainsi que des résolutions inférieures à la longueur d'onde. On remarque dans la littérature deux principales applications (schématisées Fig IV.1). La première permet une caractérisation modale en plaçant la sonde en sortie du composant, actif ou passif, ce qui permet une mesure du profil de mode en effectuant un balayage dans la zone de champ proche. Cette étude a permis des résolutions allant jusqu'à $150 - 200\text{nm}$ [116, 117]. La mesure du profil d'intensité du mode fondamental permet entre autres de donner des informations concernant au profil d'indice.

Une seconde application, qui nous interesse plus puisque transposable à l'étude des cristaux photoniques, est l'étude *in situ* de la propagation du champ dans les structures guidantes par le biais de la composante évanescente. La sonde pouvant se déplacer en x et y (voir Fig. IV.1) permet un balayage en surface et donc une cartographie du champ selon l'axe de propagation.

Plusieurs méthodes de caractérisation ont été élaborées à partir de cette application. Il est en effet possible de mesurer la décroissance de l'onde évanescente à la surface du guide [118], pouvant permettre de déterminer expérimentalement et localement l'indice effectif du guide qui lui est relié [119]. De la même manière, il est possible de déterminer le profil du mode guidé [120]. Toutes ces expériences montrent une bonne concordance avec les prédictions théoriques obtenues par BPM.

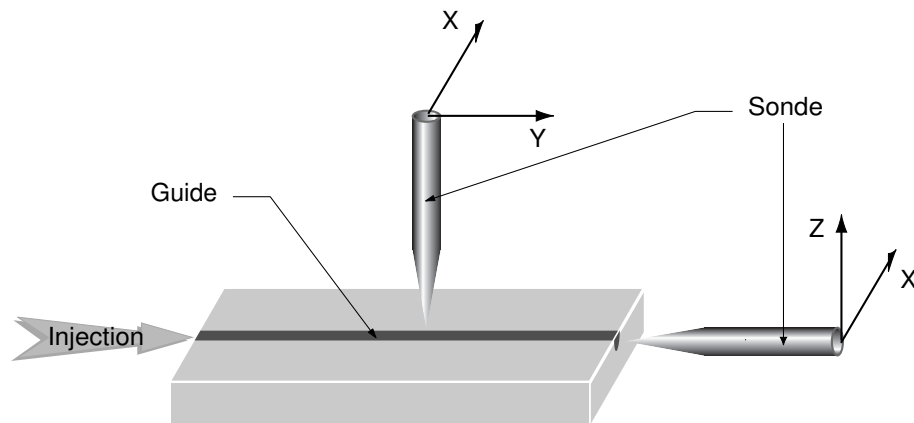


FIG. IV.1 – Configurations d'analyse de guide d'onde par microscopie optique en champ proche : en surface ou en sortie de guide

Cette étude permet aussi de caractériser la propagation du champ dans des guides d'onde de type ruban [92, 121] ou même dans différents types de guides enterrés (diffusés ou réalisés par échange protonique) [122], ou encore dans des composants largement utilisés en optique guidée comme des jonction Y ou encore de coupleurs directionnels [123, 124]. La microscopie en champ proche est ici utilisée pour caractériser la distribution en intensité du mode guidé, avec une résolution sub-longueur d'onde. Dans les deux derniers cas, seule la microscopie en champ proche permet d'observer la propagation du champ en vue d'une optimisation possible de ces structures. On peut remarquer dans cette étude une somme d'informations supplémentaires, comme des inhomogénéités ou des défauts dans la couche guidante, qui peuvent provoquer de fortes fuites [121]. Cette information, reliée à l'image topographique enregistrée simultanément permet de connaître la raison de ces défauts. De même, il est possible de détecter le nombre de modes se propageant dans les guides. Par exemple, dans le cas de guides propageant deux modes dont les polarisations sont perpendiculaires (TE_{00} et TM_{00}), on

peut observer que la détection simultanée de ces deux modes par SNOM provoque des figures de quasi-interférences [92].

Enfin la microscopie champ proche dans une configuration combinée à l'interférométrie hétérodyne, qui compare le signal détecté par la sonde avec un signal de référence, permet une étude de l'évolution de la phase de la lumière propagée dans des guides d'onde optique et de ces singularités [93].

Au vue des résultats obtenus pour ces structures guidantes et la résolution obtenue par les microscopes en champ proche, il est naturel d'utiliser cet outil pour la caractérisation de structures photoniques.

1.3 Caractérisation de structures photoniques par microscopie du champ proche

1.3.1 Principales méthodes de caractérisation de structure photonique

Il se pose pour la caractérisation de cristaux photoniques le même problème que pour la caractérisation de guides d'onde optique. La méthode la plus aisée est d'étudier la transmission de telle structures (injection par un guide ou injection in-situ par un puits quantique dans la couche guidante au voisinage de la structure puis détection en sortie de guide ou par le biais d'un réseau diffractant la lumière après la structure à étudier). Ce type de caractérisation ne donne que très peu de détail sur ce qu'il se passe à l'intérieur même de la structure.

De nombreuses études expérimentales ont été effectuées sur plusieurs configurations de guides dans des cristaux photoniques dans le but de montrer une propagation de la lumière avec peu de pertes [16, 17, 125, 126]. Ces études sont motivées par la possibilité d'un guidage efficace sur des guides créé par des lacunes de lignes dans les cristaux photoniques, droite ou à 90° [14], permettant à terme la réalisation de structures guidantes hautement intégrées. Cependant, ces méthodes expérimentales restent de type indirect, ce sont notamment des études par transmission. La visualisation de la propagation de la lumière en imageant avec une caméra la surface d'un guide photonique montre certaines limites et paraît utile uniquement dans le cas de défauts dans la structures accidentels [127] ou fabriqués [128], ou encore avec la lumière intentionnellement couplée à des modes à pertes [125]. Imager la face de sortie du guide photonique avec une caméra [125] ou une fibre taillé en pointe [15] montre que la lumière est bien guidée par le guide d'onde photonique.

Les mesures relatives du spectre de transmission avec ou sans guide photonique [16, 129] (ou avec et sans virage [130]) avec une normalisation ultérieure ont donné de bons résultats pour les mesures de pertes en y éliminant les effets extérieurs (par exemple, le couplage laser-guide à effet photonique). Toutefois, le fait que le rendement trouvé dans ces conditions excède parfois 100% [16, 129, 130] montre que les guides d'onde sur cristaux photoniques demandent une autre méthode de caractérisation.

On peut souligner une dernière méthode de caractérisation utilisant une technique de résonance Fabry-Pérot qui a permis de déterminer les pertes en propagation de cristaux photoniques planaires [131].

D'autres configurations de cristaux photoniques sont encore plus difficilement caractérisées par des méthodes champ lointain, c'est le cas par exemple des résonateurs par lacune d'un ou plusieurs trous, dont la taille n'excède pas quelques centaines de nanomètres. Pour tous ces éléments, la microscopie en champ proche semble un bon moyen de caractérisation.

1.3.2 Caractérisation de structures périodiques nanométriques en champ proche

La caractérisation de structure photonique par microscopie en champ proche permet d'étudier localement et *in-situ* la propagation et le confinement d'onde électromagnétique. Cette approche doit nous permettre une meilleure compréhension de l'effet de bande interdite.

Pour qu'une structure photonique puisse avoir un effet dans le domaine optique visible ou infra-rouge, la période de la structure périodique doit être de l'ordre de la longueur d'onde concernée. Mesurer les propriétés optiques de tels composants demande donc une résolution supérieure à celle permise par les méthodes conventionnelles en champ lointain. La microscopie en champ proche permet quant à elle des résolutions de l'ordre de $\lambda/10$ à $\lambda/20$, limitée principalement par la taille de l'ouverture de la sonde.

De nombreux travaux ont eu lieu sur ce sujet, parallèlement aux progrès faits dans la fabrication de structures photoniques. Les premières caractérisations de cristaux photoniques 2D [132–137] étudient uniquement une direction d'injection ($\vec{k} = \vec{0}$), c'est-à-dire en éclairant la structure perpendiculairement à la surface et en recueillant la lumière transmise ou réfléchiée par cette structure. Le microscope étant en configuration transmission, l'éclairage de la structure est effectué par la sonde. Pour avoir accès à plus d'informations lors de la caractérisation, l'injection de la lumière dans la

structure doit être indépendante de la caractérisation. L'utilisation d'un microscope champ proche en configuration collection est dans ce cas une bonne solution. L'injection de lumière dans la structure peut se faire via un guide d'onde, les structures à étudier étant gravées sur ce guide ruban [138, 139] ou planaire [140, 141] ou, ce qui revient au même, la lumière est amenée sur les structures puis récupérée par des guides d'ondes [142, 143]. De cette manière, il est aussi possible d'étudier la propagation de la lumière dans des guides d'onde sur cristaux photoniques (réalisés par l'introduction de défauts dans la structure périodique). Ces guides peuvent être droits [136, 144–146] ou à virage [142, 144].

Pour des structures où la lumière est encore plus confinée, comme c'est le cas dans nanocavités des cristaux photoniques, la caractérisation en champ proche a permis de mesurer la répartition d'intensité des modes de résonances [136, 147, 148], qui trouvent des applications dans la réalisation de laser intégré [149].

Une autre expérience a été proposée, consistant à amener la lumière grâce à un guide au niveau de la structure photonique, la lumière étant ensuite couplée dans la structure photonique gravée entre deux guides par l'onde évanescente issue de la propagation dans le guide [58, 59].

Il est bon de remarquer que la plupart de ces caractérisations ont été réalisées par des SNOM en mode collection ou des STOM. De même, l'utilisation d'un microscope en champ proche optique sans ouverture (A-SNOM) a montré son efficacité pour l'étude de telles structures [150]. Enfin, l'utilisation de microscope en champ proche sensible à la phase grâce à une détection hétérodyne permet de mesurer l'évolution de la phase de la lumière se propageant dans les structures photoniques [151].

IV.2 PRÉSENTATION DU MONTAGE DE CARACTÉRISATION

2.1 Description générale

Un schéma simplifié du montage expérimental est représenté sur la figure IV.2. Une source laser couplée à une fibre à maintien de polarisation permet d'injecter la lumière dans le guide d'onde à étudier. Une platine portant la fibre et permettant cinq degrés de liberté (X, Y, Z, tilts vertical et horizontal) permet d'optimiser l'injection dans le guide. Un porte-fibre permet de tourner la fibre à maintien de polarisation et de choisir la polarisation souhaitée. En sortie du guide, un objectif monté sur platine de translation permet l'alignement dans l'axe du guide d'optimiser l'injection dans le guide contrôlée par une caméra CCD.

Les réglages de ce système d'injection sont totalement indépendants du système de caractérisation. Une fois le réglage de l'injection effectué et optimisé, on peut placer la tête autonome du microscope champ proche, et positionner la sonde au dessus de la zone à étudier sans toucher au réglage de l'injection. Pour un maximum de stabilité, il repose sur un tripode trait-point-plan solidaire des deux platines de translation croisées permettant le positionnement de la sonde par rapport à l'échantillon. Ce positionnement est contrôlé grâce à une binoculaire.

L'approche se fait grossièrement grâce à des butées micrométriques sur chacun des pieds du tripode, une approche plus douce est ensuite effectuée par l'une des butées, de type différentiel. Enfin, l'approche finale de la sonde est effectuée électroniquement grâce à une fonction du circuit d'asservissement (voir le chapitre III). Cette approche est effectuée alors que le translateur XY est en attente sur le premier point du champ balayé.

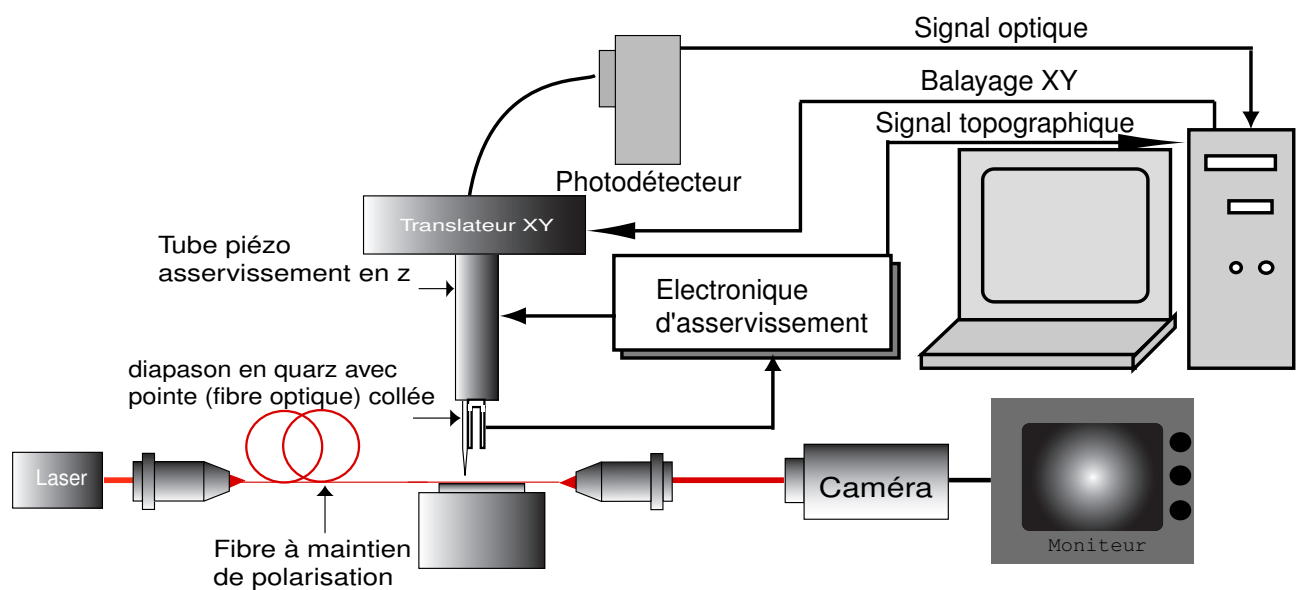


FIG. IV.2 – Schéma général du dispositif expérimentale.

2.2 Source lumineuse utilisée

Les contraintes de notre expérience nécessitent, pour une caractérisation des structures photoniques sensibles à la longueur d'onde, une source accordable. Nous avons utilisé au cours de ce travail un laser titane-saphir accordable en longueur d'onde sur les plages 700 – 850nm et 850 – 950nm qu'il est possible de choisir en utilisant deux jeux de miroirs. La puissance de sortie est réglable et dépend de la puissance optique de la pompe délivrée par un laser argon, dont le maximum est $P_{max} = 8W$.

La longueur d'onde du laser est sélectionnée grâce à un filtre de Lyot dont la rotation est contrôlée par un moteur électrique pas-à-pas, permettant un balayage linéaire de l'intervalle des longueurs d'onde dans la gamme sélectionnée.

2.3 Injection dans le guide d'onde

Le faisceau laser, polarisé horizontalement, est ensuite injecté par un objectif dans une fibre à maintien de polarisation, parallèlement à l'une des lignes neutres. La sortie de cette fibre est approchée de l'échantillon grâce à des platines micrométriques, permettant des réglages en x , y , z , θ_x et θ_y . De plus la fibre est fixée dans un support rotatif, permettant de choisir une polarisation au niveau de l'injection dans l'échantillon.

La lumière servant à exciter ces nanostructures étant amenée par ces guides d'onde, il est donc important de vérifier et d'optimiser l'injection. La lumière en sortie du guide sera donc recueillie par un objectif pour contrôler l'injection par une caméra CCD reliée à un moniteur. On pourra donc avoir une idée précise du ou des modes guidés.

Pour une étude plus précise, comme par exemple une étude spectrale, un photodétecteur pourra être placé à la place de la caméra CCD.

IV.3 VALIDATION DU MONTAGE EXPÉRIMENTAL : CARACTÉRISATION EN CHAMP PROCHE DE GUIDES D'ONDE OPTIQUE

Le premier travail effectué a consisté à la caractérisation des guides d'onde optique choisis (voir Partie II.2). Le guide a été choisi pour être monomode sur la gamme de longueur d'onde étudiée (750-950nm).

Une fois les guides à étudier injectés, la tête du microscope champ proche est placée sur son support au dessus de l'échantillon. Avant balayage le placement de la sonde au-dessus des structures est réalisé sans toucher au montage d'injection. Le placement et l'approche (typiquement à $10\mu\text{m}$ de la surface) visuels de la sonde sont facilités par des repères de taille plus importante que les structures (dont la taille ne dépassent pas le micromètre) qui ont été préalablement gravés par FIB.

3.1 Résultats

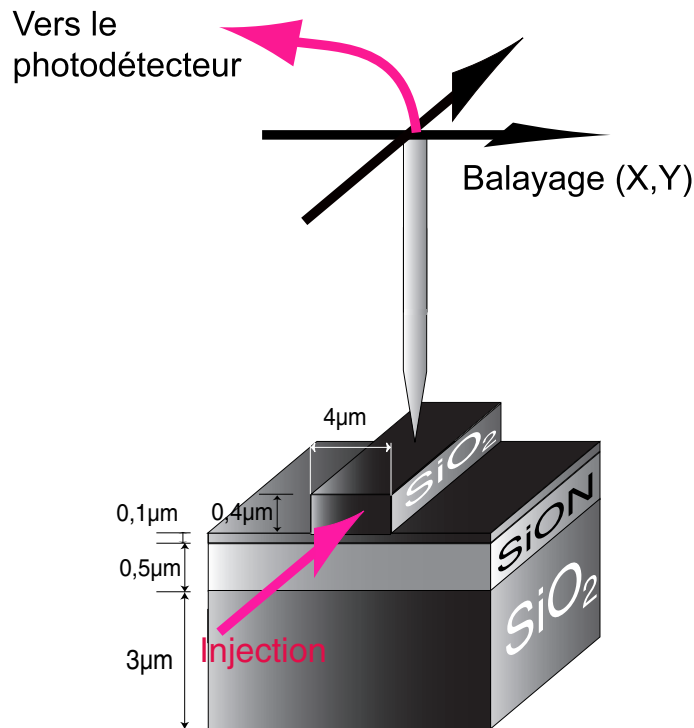
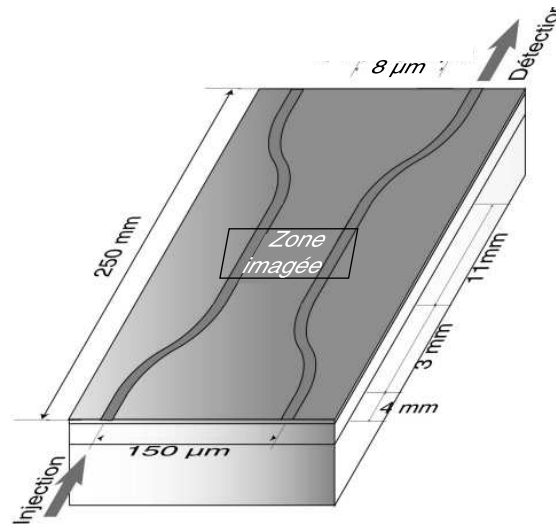


FIG. IV.3 – Caractérisation en champ proche d'un guide optique. Sur le schéma sont rappelés les dimensions des guides.

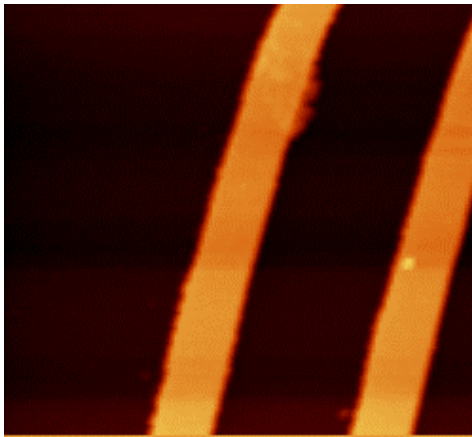
L'acquisition de l'image champ proche d'un guide d'onde dans lequel la lumière a été injectée est schématisée figure IV.3.

La figure IV.4 présente le résultat obtenu avec deux guides parallèles distants de $8\mu m$ (voir le schéma IV.4(a)) et formant un coupleur à faible coefficient de couplage. Les figures montrent l'image topographique (voir Fig. IV.4(b)) et optique (voir Fig. IV.4(c)). Lorsque l'on injecte dans l'un des deux guides, on remarque que l'on n'observe pas de signal optique dans le deuxième guide, ce qui montre le faible couplage entre les deux guides. On observe par contre, à l'endroit où il existe un défaut dans le guide non injecté un pic de signal optique, correspondant à la lumière diffractée en surface.

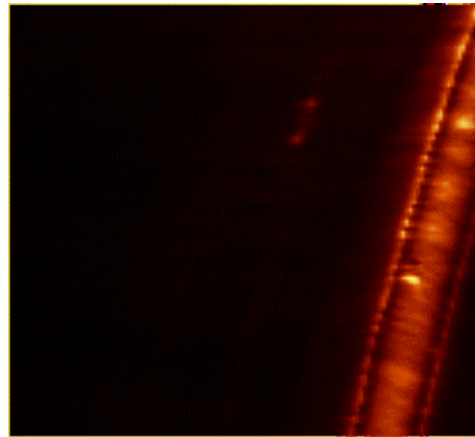
La figure IV.5 présente des coupes de l'image du guide éclairé. On perçoit sur l'image topographique (voir Fig. IV.5(a)) la forme du ruban, dont la hauteur mesurée est de 3400Å et la largeur d'un peu plus de $4\mu m$ à mi hauteur. Ces valeurs correspondent à celles déterminées pendant la fabrication. L'image optique correspondante (voir Fig. IV.5(b)) peut être comparées à l'image IV.5(c) issue d'un calcul BPM, donnant la valeur de l'intensité de l'onde évanescente à distance constante d'un guide.



(a) Schéma du coupleur à faible coefficient de couplage.

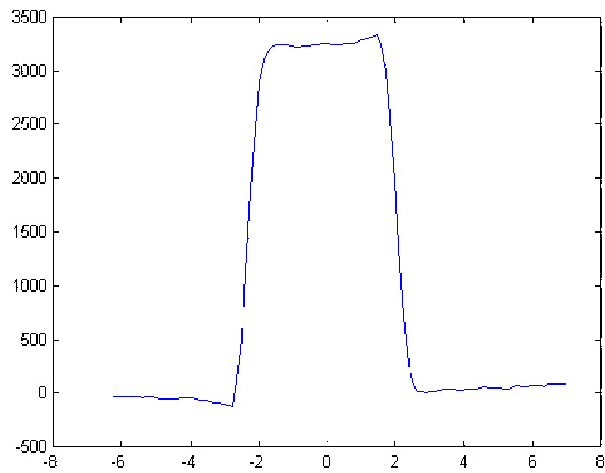


(b) Image topographique

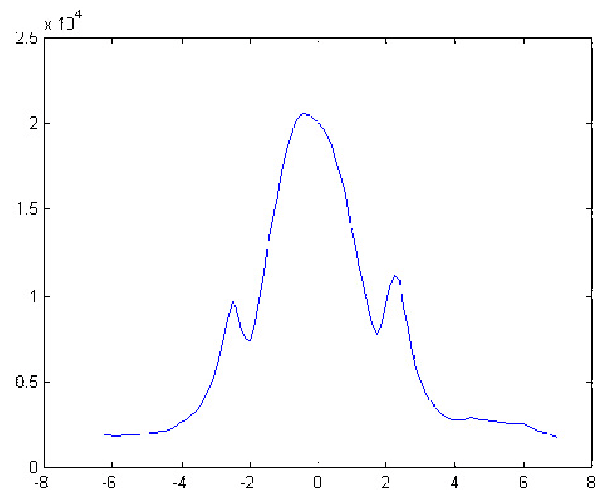


(c) Image optique

FIG. IV.4 – Images champ proche d'un coupleur dont les guides sont séparés de $8\mu\text{m}$ (image $30 * 30\mu\text{m}^2$)



(a) coupe de l'image topographique



(b) coupe de l'image optique

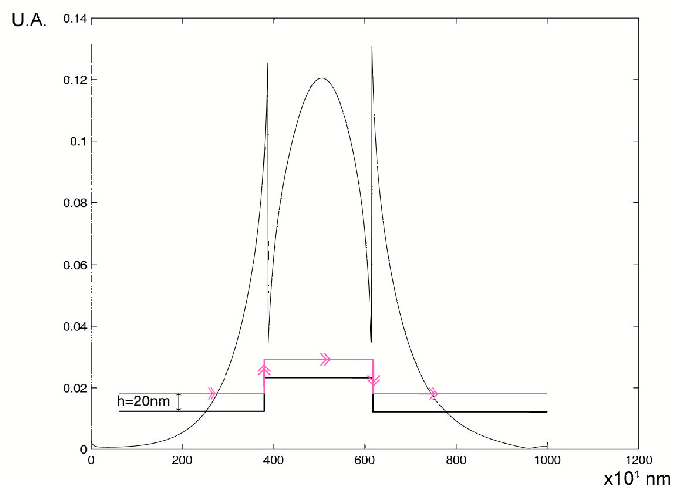
(c) Intensité du champ évanescent à $d=20\text{nm}$ (calcul)

FIG. IV.5 – Coupe de l'image topographique et optique d'un guide observé par microscopie champ proche. Comparaison des coupes des images optiques obtenues par expérience et par simulation.

Nous trouvons sur les deux figures un maximum d'intensité au centre du guide ainsi que deux lobes de chaque côté, correspondants à l'onde évanescente due au mode de propagation sur le haut et sur les côtés du guide. Les deux minima de cette courbe correspondent bien aux bords du ruban.

Les caractérisations exécutées à différentes longueurs d'onde sur différents guides de l'échantillon ont toujours montré des résultats similaires, montrant que les guides choisis peuvent être utilisés sur l'ensemble de la gamme de fréquence permise par le Laser.

IV.4 CARACTÉRISATION DE NANOSTRUCTURES ASSOCIÉES À DES GUIDES D'ONDE

Le fonctionnement du microscope en champ proche ayant été validé par l'étude des guides d'onde nus, les nanostructures ont été gravées à l'aide du FIB. Les échantillons ainsi traités sont caractérisés par deux méthodes différentes. En premier lieu, le spectre de transmission de ces structures donne des indications importantes sur leur comportement en fonction de la longueur d'onde. Ensuite, la microscope en champ proche, fonctionnant en détection, permettra la caractérisation *in-situ* des structures gravées.

4.1 Étude spectrale

Une étude spectrale de l'échantillon a été menée dans le but de trouver l'emplacement de possibles bandes interdites photoniques, en plaçant deux photodétecteurs destinés à mesurer l'intensité lumineuse en entrée et en sortie du guide d'onde. Ces mesures, faites sur la gamme de longueur d'onde permise par le laser accordable dans les polarisations TE et TM, ont montré des variations en transmission mais ne permettent pas de conclure clairement à l'existence d'une BIP (voir Fig. IV.6).

Nous verrons plus en détail par la suite (partie IV.5) que ce résultat peut être expliqué par les défauts de fabrication de l'échantillon.

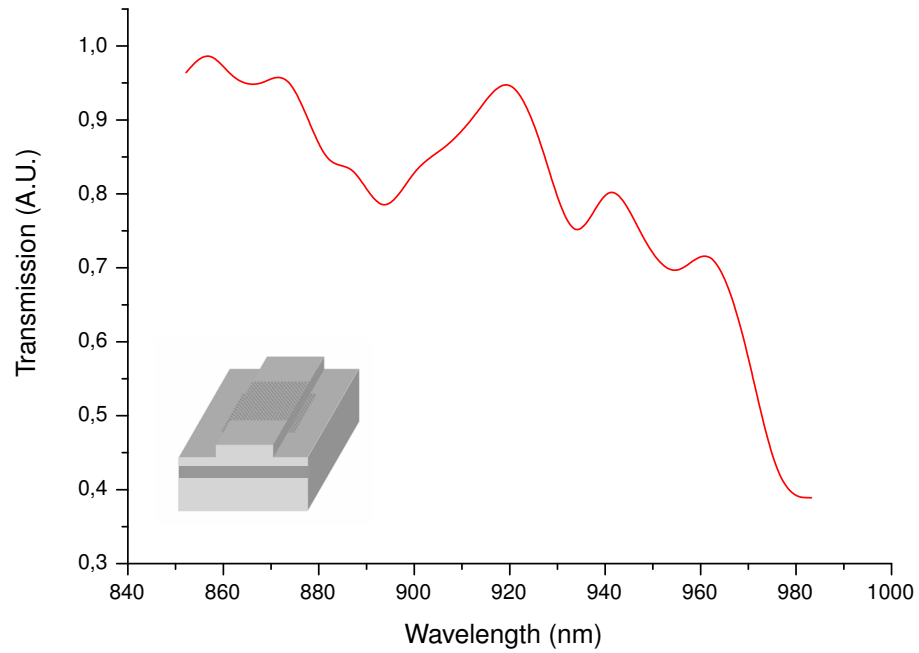


FIG. IV.6 – Spectre de transmission mesuré pour une des structures étudiées.

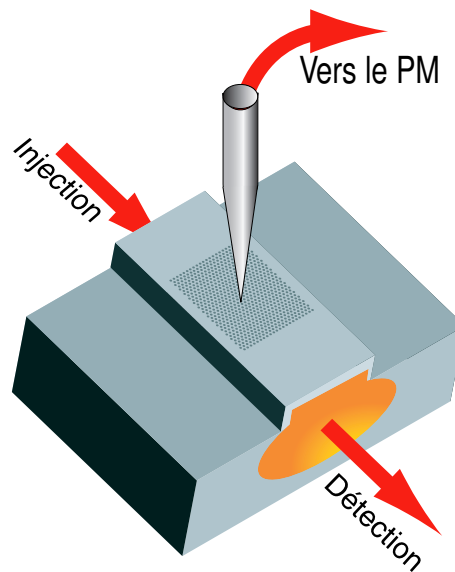


FIG. IV.7 – Détection en champ proche des ondes évanescentes.

4.2 Images SNOM

Nous présenterons ici l'étude des deux structures gravées sur guides d'onde que nous avons déjà décrites dans le chapitre théorique.

4.2.1 Caractérisation de nanostructures sans défaut associées à un guide d'onde

Nous avons caractérisé une structure composée de 40×40 trous (diamètre : $d = 200nm$), disposés selon une maille triangulaire (période : $a = 360nm$), gravée sur un guide d'onde à différentes longueurs d'onde. La propagation de la lumière se fait dans une direction ΓM dans la structure. Même si le spectre de transmission n'a pas montré de BIP, la propagation et la pénétration de la lumière dans de telles structures sont différentes selon la longueur d'onde.

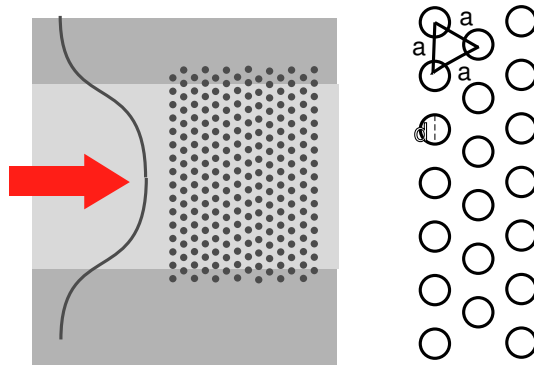


FIG. IV.8 – Détails de la structure caractérisée, disposition des trous sur le guide. Détail de la maille triangulaire de trous.

Les images optiques réalisées à deux longueurs d'onde, l'une se trouvant dans la bande interdite théorique ($\lambda = 900nm$, Fig. IV.9(c)), l'autre en dehors de cette bande ($\lambda = 850nm$, Fig. IV.9(b)), montrent deux comportements totalement différents. L'image topographique (voir Fig. IV.9(a)) a été corrigée par un rattrapage de pente. Bien que montrant un faible contraste, elle permet clairement de distinguer la zone du guide qui a été traitée par le FIB (entre les lignes blanches). La propagation de la lumière va du haut vers le bas de l'image. Les images optiques n'ont subi aucun traitement et ont été réalisées à la suite, sans modification de réglage du laser ou du PM. La Fig. IV.9(b) montre une forte intensité de lumière à l'intérieur de la structure, la lumière y pénètre profondément. Pour la deuxième longueur d'onde, la Fig. IV.9(c) montre une forte intensité de lumière à l'entrée de la matrice de trous, mais celle-ci décroît rapidement. L'image (b) montre des pertes beaucoup plus importantes que l'image (c) dans la partie gravée, ce qui confirme une plus grande pénétration de la lumière à la longueur d'onde $\lambda = 850nm$.

De plus, une mesure de l'intensité dans le guide en sortie sur ces deux images montre une transmission 5 fois plus importante à $\lambda = 850nm$ qu'à $\lambda = 900nm$.

Une comparaison plus qualitative peut être effectuée sur plusieurs images optiques prises sur la

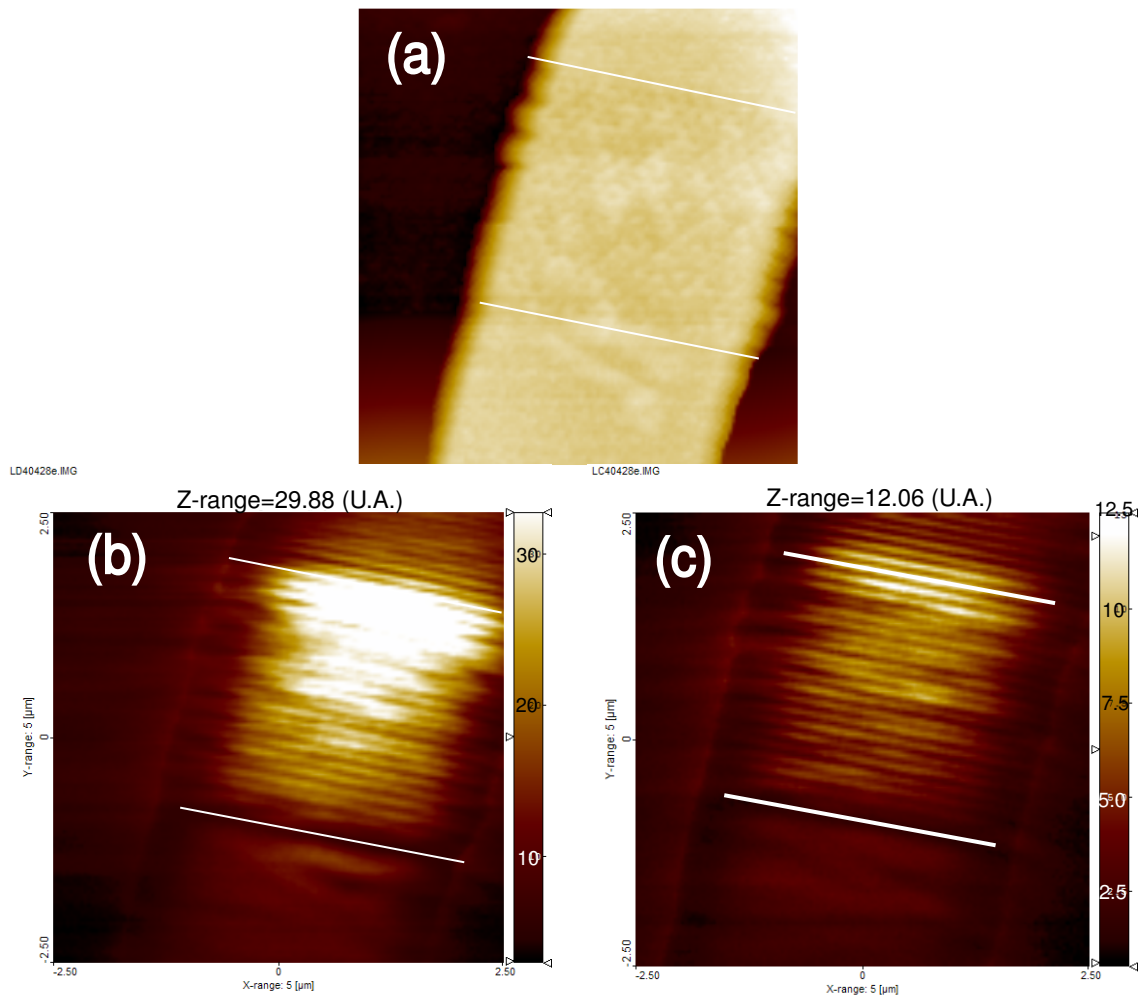


FIG. IV.9 – Caractérisation en champ proche d'une structure de trous gravée sur un guide d'onde à deux longueurs d'onde ((b) $\lambda = 850\text{nm}$ (c) $\lambda = 900\text{nm}$). (a) Image topographique ($8 \times 8\mu\text{m}^2$). (b), (c) Images optiques correspondantes.

gamme de longueur d'onde 700-900nm (voir Fig.IV.10). Les images montrent des différences de comportement selon la longueur d'onde déjà montrées grâce à la figure IV.9. Ces images, réalisées souvent à plusieurs jours d'intervalle, peuvent difficilement se prêter à une comparaison quantitative du fait des variations qui peuvent être dues aux contraintes expérimentales (condition d'injection dans le guide, réglage différent du PM, état d'usure de la pointe diélectrique). On remarque néanmoins sur toutes ces images une forme similaire, mise en évidence par la coupe (colonne de droite) : on observe en entrée de structure un maximum d'intensité lumineuse et un minimum en sortie. La décroissance à l'intérieur de la structure est plus ou moins prononcée, ce qui semble indiquer une pénétration plus ou moins importante de l'onde lumineuse dans la structure périodique. On remarque qu'il est difficile de

déterminer l'existence d'une bande interdite photonique, comme le laissait supposer l'étude spectrale de ces structures (voir la partie 4.1).

Un autre point commun à toutes ces images est l'existence de franges formées avant et dans la structure. Ces franges rappellent celles obtenues lors du calcul FDTD (voir partie 4.2.1) bien que la période mesurée ne corresponde pas. En effet, les périodes, mesurées grâce à la détermination de l'emplacement des pics par transformé de Fourier des images optiques, n'ont pas montré de variation évidente en fonction de la longueur d'onde, ce qui tend à prouver que ces variations dépendent principalement de la période des structures. Ces franges ne sont pas dues à un effet *Fabry-Perrot* qui pourrait être créé par les réflexions de la lumière sur chaque interface entre la structure et le guide. La valeur moyenne est de 209nm (voir Fig. IV.11), ce qui reste néanmoins assez éloignée de la valeur de l'interligne (dans la direction ΓM , l'interligne vaut $i = \frac{a\sqrt{3}}{2} = 311nm$ pour $a = 360nm$). La barre d'incertitude est déterminée par la largeur des pics. Cette incertitude est assez large principalement à cause de la définition de l'image initiale (128×128 pixels, chaque pixel a donc une taille de 40nm). Ce phénomène a pu déjà être observé [141] par une équipe, qui a, comme nous, réalisé des images champ proche de cristaux photoniques à faible contraste d'indice. Contrairement à ce que nous avons pu observé, la période était légèrement supérieure à la période de la structure.

Dans cet article, il était montré que la période de la modulation en intensité observée dans un cristal photonique de taille finie (donnée par $2\pi/q$, q étant une composante de Fourier) dépend à la fois de la période de la matrice ($2\pi/Q$, Q étant le vecteur de maille du réseau réciproque) mais aussi du vecteur d'onde dans le cristal photonique k , dépendant pour sa part de la longueur d'onde, suivant la relation [135, 141] :

$$\{q\} = \{Q \pm 2k\} \quad (\text{IV.1})$$

Cette double dépendance peut apporter une explication au fait que la période des franges ne corresponde pas exactement à la période de la structure périodique. Cependant, cet effet peut être combiné à d'autres influences d'origine expérimentale, comme par exemple les incertitudes sur les valeurs des paramètres de fabrication choisis ou les erreurs d'échelle dues à la calibration du microscope.

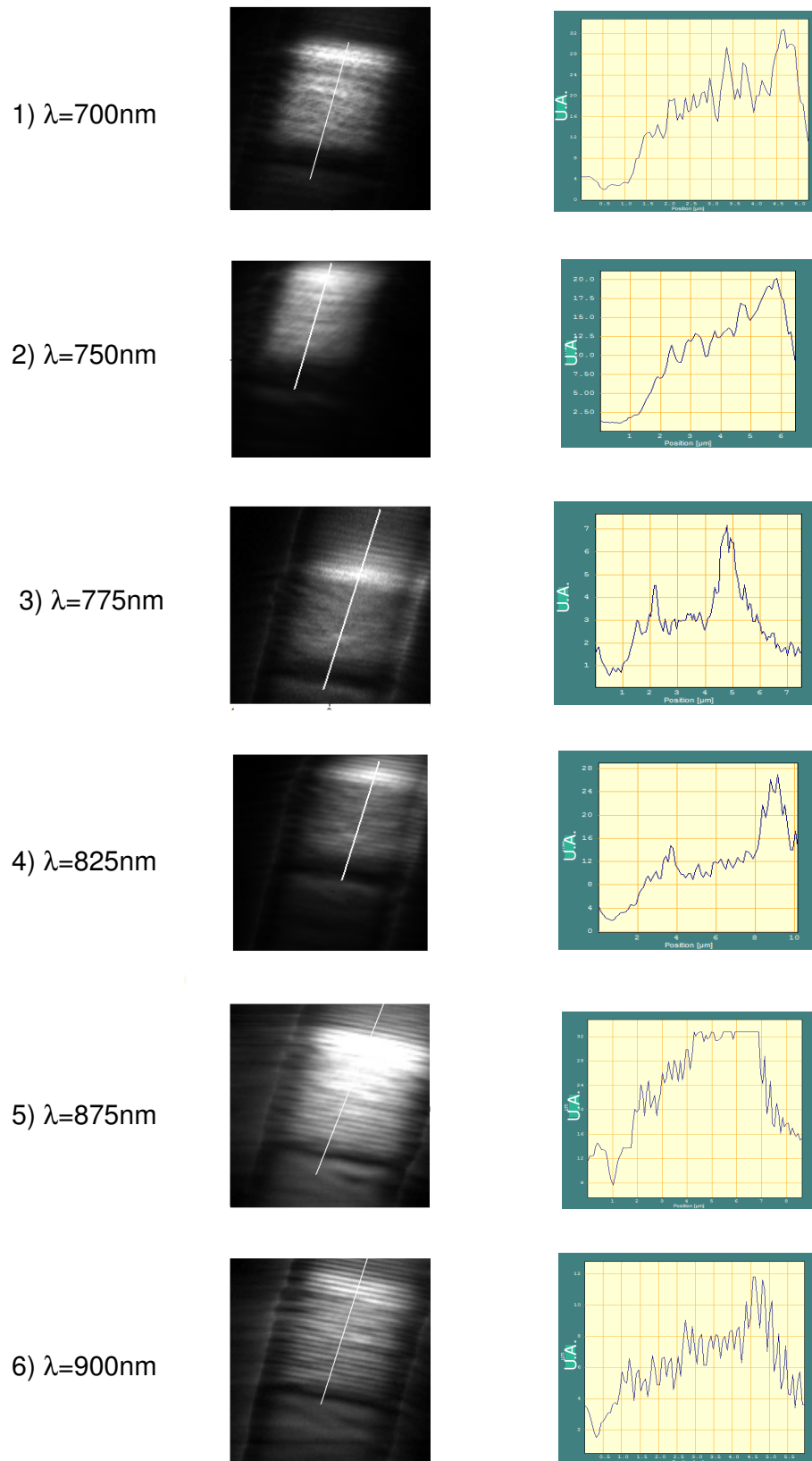


FIG. IV.10 – Image en champ proche optique d'une structure de trous gravée sur un guide d'onde à différentes longueurs d'onde (colonne de gauche) et la coupe correspondante (colonne de droite). Taille des images : (1), (2) et (4) : $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ (3), (5) et (6) : $8 \times 8 \mu\text{m}^2$.

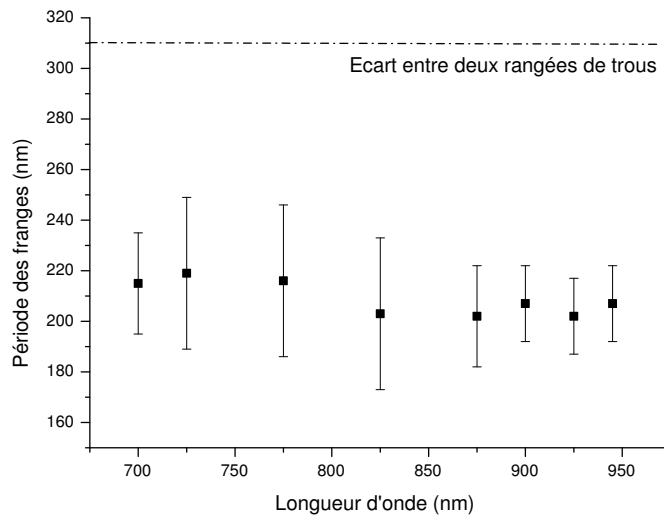


FIG. IV.11 – Période des franges observées à différentes longueurs d'onde. Les valeurs des périodes ont été obtenues en déterminant la position des pics obtenus par la transformation de Fourier des images optiques. La valeur indiquée par la ligne en pointillé (311nm) correspond à l'espacement entre deux lignes de trous successives.

4.2.2 Caractérisation de nanostructures avec une ligne de trous manquante associées à un guide d'onde

Un second type de structures, composé d'une structure de 80×40 trous avec une ligne de trous manquant dans le sens de la propagation de la lumière (correspondant au centre du guide) (voir la Fig. IV.12), déjà étudié théoriquement a aussi été caractérisé. Ce type de structure est proche d'un guide photonique, même si l'injection dans ce type de guide d'onde nécessiterait un *taper* permettant de passer d'un mode se propageant dans un guide d'onde traditionnel à celui se propageant dans un guide photonique dont la taille est 10 fois plus petite en minimisant les pertes. Ici, nous n'avons pas cherché cette optimisation.

Deux caractérisations en champ proche de cette structure sont présentées (voir Fig. IV.13 et IV.14) pour deux longueurs d'onde ($\lambda = 725nm$ et $\lambda = 825nm$).

Les images topographiques (voir Fig. IV.14 (a) et Fig. IV.13 (a)), après un léger traitement permettant de corriger la pente, laissent clairement apparaître la nanostructure. On repère facilement la ligne de trous manquant au milieu du guide.

Comme dans les structures sans défauts, la pénétration et la propagation de la lumière à l'intérieur des nanostructures sont différentes selon la longueur d'onde. L'image optique IV.13 (b) ($\lambda = 725nm$)

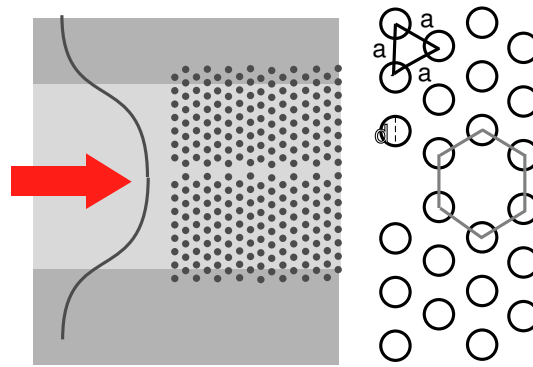


FIG. IV.12 – Détails de la seconde structure caractérisée avec une ligne de trous manquantes. Détail de la maille triangulaire de trous.

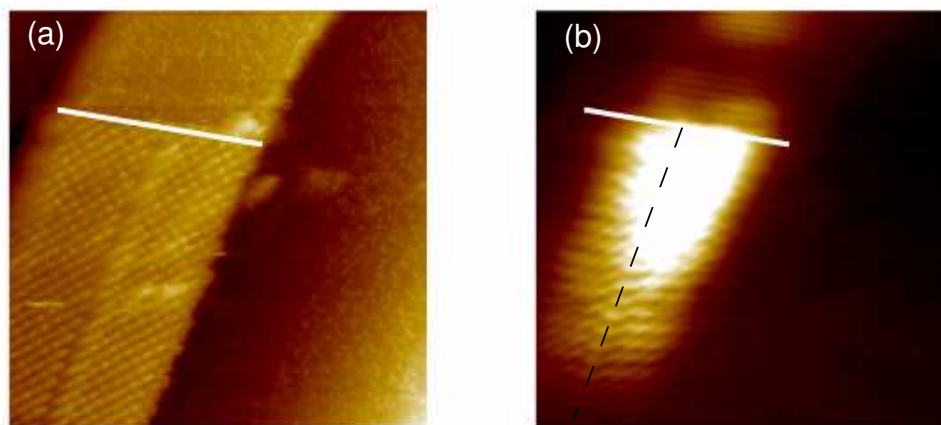


FIG. IV.13 – Caractérisation en champ proche d'une structure de trous gravée avec une ligne de trous manquante en son centre sur un guide d'onde à $\lambda = 725\text{nm}$. (a) Image topographique ($10 \times 10\mu\text{m}^2$). (b) Image optique correspondante.

montre de fortes pertes hors du plan dès l'entrée de la lumière dans la structure jusque dans le centre de la structure. Ces fuites permettent de conclure à une pénétration importante de la lumière dans la structure. Plus bas, nous voyons apparaître un modelage de la lumière dans la structure. Nous remarquons que cette structuration est centrée par rapport au guide et surtout symétrique autour de la ligne en pointillés indiquant l'emplacement de la lacune.

Les Fig. IV.14(a) et (b) montrent des images topographiques et optiques pour $\lambda = 825\text{nm}$. L'image optique montre le modelage de la lumière à l'intérieur de la structure. On observe une ligne de lobes légèrement à gauche de la ligne de trous (représentée sur l'image optique par la ligne en pointillés). On peut observer, notamment sur les premières périodes, quelques lobes à droite de la

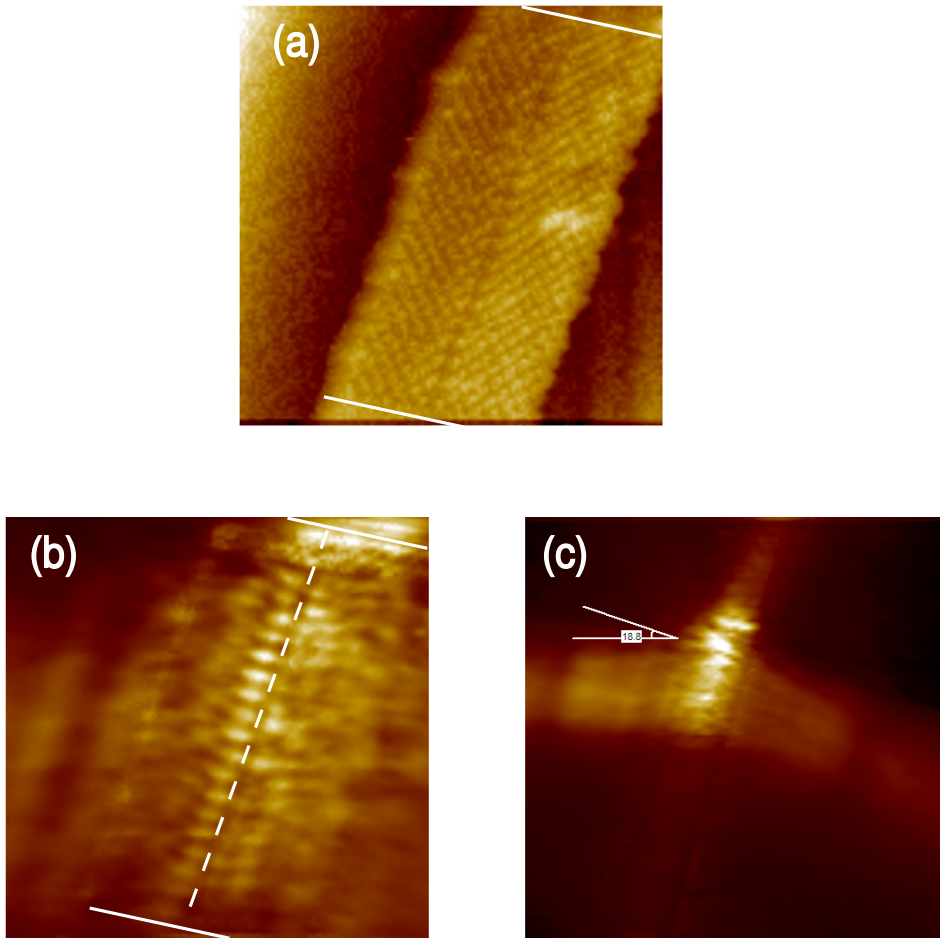


FIG. IV.14 – Caractérisation en champ proche d'une structure de trous gravée avec une ligne de trous manquante en son centre sur un guide d'onde à $\lambda = 825\text{nm}$. (a) Image topographique ($10 \times 10\mu\text{m}^2$). (b) Image optique correspondante. (c) Image optique ($40 \times 40\mu\text{m}^2$). Angle mesuré : $\theta = 18,8^\circ$.

ligne. Des similitudes existent entre cette figure expérimentale et la cartographie du champ obtenue dans la partie 4.2.2 par FDTD. En effet, une chaîne équivalente de lobes d'intensité avait été obtenue, bien que celle-ci était localisée dans la ligne de lacune. La période de cette modulation a été mesurée proche de 600nm , ce qui correspond à l'écart qu'il existe entre deux lignes de trous, c'est-à-dire à la distance séparant deux cavités.

On observe aussi sur une image élargie (Fig. IV.14(c)) des fuites s'étendant sur une distance assez importante (de l'ordre de $15\mu\text{m}$) sur les côtés du guide. L'angle formé par ces ailes fait un angle de $18,8^\circ$ par rapport à la normale au guide. Cet effet est assez difficile à expliquer. Nous l'observons

uniquement dans le cas de longueur d'onde permettant un fort confinement dans la ligne de défauts et n'apparaissent à aucun moment dans le cas des structures sans défauts.

IV.5 DISCUSSION

Les simulations que nous avons effectuées par FDTD ont été réalisées en utilisant un modèle simplifié 2D, c'est-à-dire que nous avons modélisé les trous comme des cylindres d'air de hauteur infinis percés dans un guide d'onde plan. Dans la réalité, le confinement optique dans la troisième direction (celle de l'axe des trous) est obtenu par l'utilisation d'une structure multicouche. Toutefois, lors de la fabrication des nanostructures, les guides d'onde sont perforés, ce qui induit du couplage de l'onde guidé vers les modes radiatifs de la couche supérieure (*cladding*, provoquant ainsi des pertes hors du plan.

De plus, la fabrication directe par FIB, méthode avec laquelle ont été fabriqués les échantillons étudiés dans ce chapitre, a montré quelques limites, notamment quant à la forme des trous et les profondeurs de gravures, qui ont provoqué des cristaux photoniques imparfaits. Des travaux récents [152–155] ont montré les fortes influences que pouvaient avoir de tels défauts sur l'effet de bande interdite photonique et les pertes hors plan. Ces pertes hors plan sont en partie provoquées par l'intégrale de recouvrement entre le profil du mode propagatif dans le guide d'onde permettant l'injection dans la structure et le profil des colonnes d'air de la nanostructure, ainsi que par la non-verticalité des parois des trous.

Le graphe IV.15 montre, à travers la variation du terme de forme ε''_{hole} , facteur correctif de la constante diélectrique utilisé lors de simulation en 2D pour prendre en compte les perturbation dues à la forme et à la profondeur des trous dans un matériau multicouche, l'influence combiné de la profondeur de gravure d et de l'angle d'inclinaison des flancs des trous α [152]. On voit la très forte influence que peut avoir cet angle d'inclinaison sur les pertes. En effet, le graphe montre que pour un angle α supérieur à 1° , les pertes sont aussi importantes que pour un trou de forme conique et que la profondeur de la gravure n'intervient plus directement.

La figure IV.17 représente schématiquement la forme des gravures obtenue lors de la fabrication par FIB. Un calcul simple réalisée à partir de la Fig. IV.16, montrant une image d'une coupe dans une nanostructure réalisée dans les mêmes conditions que celles étudiées dans cette partie, nous permet

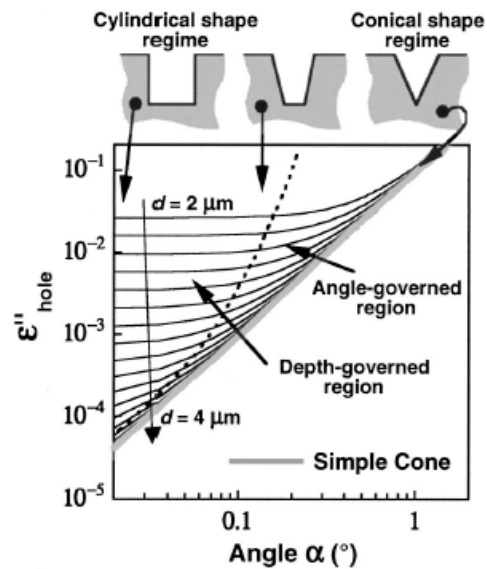


FIG. IV.15 – Influence de l’inclinaison α des flancs et de la profondeur d des trous sur le terme de forme $\varepsilon''_{\text{hole}}$. Graphe tiré de [152]

d’évaluer l’angle d’inclinaison des flancs des trous α à $2,5^\circ$, largement supérieur au 1° présentant le régime conique. C’est la raison principale des pertes hors du plan dans notre structure et expliquer le peu de résultats obtenus lors de l’étude spectrale présentée dans la partie 4.1.

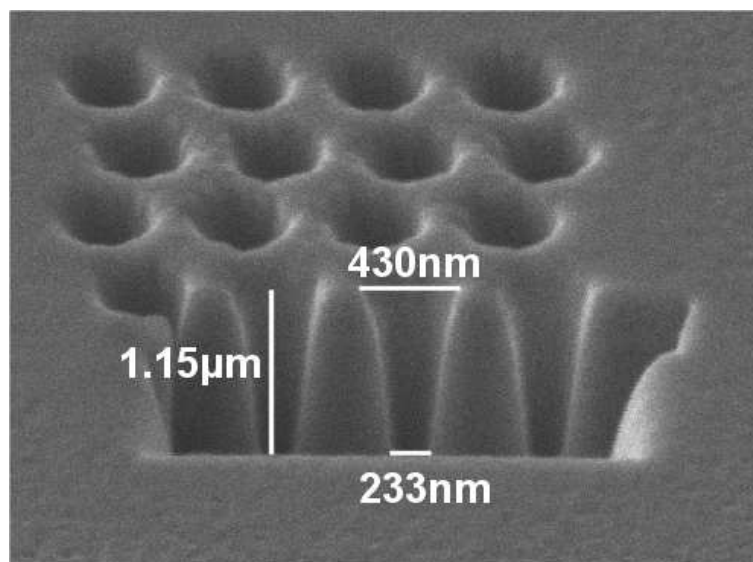
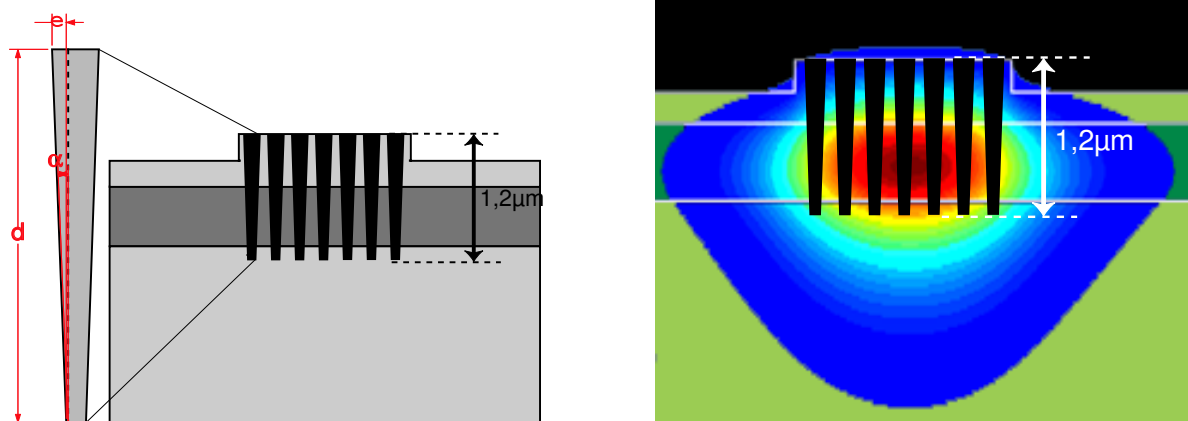


FIG. IV.16 – Image MEB de la coupe d’une structure gravée par FIB (gravure et image réalisée à l’ISIS de Strasbourg par Éloïse Devaux). Les mesures permettent de déterminer l’angle d’inclinaison des flancs des trous.

De plus, nous n’avons pas pu pendant ce travail graver des trous à plus de $1,2\mu\text{m}$, qui nous semblait à premier abord un bon compromis entre la théorie et les contraintes technologiques. Nous



(a) Aspect des trous gravés par FIB, profondeur atteinte. Selon les données expérimentales, $\alpha \simeq 2,5^\circ$. (b) Schéma montrant les différentes couches de matériau, la superposition du mode se propageant dans le guide d'injection et le profil des modes gravés.

FIG. IV.17 – Profil et profondeur des trous gravés, comparaison avec le mode injecté.

remarquons que ces trous recouvrent la plus grande partie du profil de mode en intensité ($\sim 80\%$) (voir Fig. IV.17(b)), mais que ce profil s'étend à $3\mu m$ de profondeur. Il est clair que même avec des bords plus verticaux, la profondeur non suffisante des gravures aurait provoqué de pertes importantes dans le matériaux.

IV.6 CONCLUSION

La caractérisation spectrale de transmission n'a pas donné les résultats espérés. Nous n'avons pas pu obtenir les BIP attendues et prévues par les simulations numériques pour ce type de structures. Ces résultats peuvent en partie s'expliquer par le fait que la gravure directe par FIB, méthode que nous avons utilisée pour la fabrication des structures photoniques, ne permet pas actuellement l'obtention de trous assez profonds et avec des flancs assez verticaux. La méthode FIB combinée ensuite à une RIE, proposée dans le chapitre II permettra sans doute de meilleurs facteurs de forme.

Néanmoins, la caractérisation par champ proche optique a montré des effets photoniques intéressants notamment pour la caractérisation des structures avec défauts, où la lumière fortement confinée interdit l'utilisation d'autre moyen de caractérisation. La microscopie champ proche semble être la manière la plus efficace de caractériser *in-situ* les effets photoniques dans des structures sub-microniques.

NANOSTRUCTURATION DU NIOBATE DE LITHIUM PAR FOCUSED ION BEAM

Sommaire

V.1 Introduction	131
V.2 Rappels sur le LN	133
V.3 Étude numérique	136
V.4 Fabrication par FIB de structures photoniques sur LN	138
V.5 Conclusion et perspectives	143

V.1 INTRODUCTION

Nous avons montré que la fabrication de structure photonique par Faisceau Ionique Focalisé (FIB) pouvait être validée dans le cas de matériaux comme la silice ou les oxynitrides de silice. Cette méthode a montré une bonne flexibilité de fabrication (taille et forme des trous, profondeur de gravure) ainsi que la faible influence vis-à-vis du matériau gravé, la gravure étant de type mécanique. C'est donc assez naturellement que nous avons envisagé d'appliquer cette technique à des matériaux tels que le niobate de lithium ($LiNbO_3$, LN), dont les caractéristiques cristallines ne permettent pas de profiter de la gravure.

Comme nous l'avons vu précédemment, les progrès récents dans le domaine cristaux photoniques intégrés sur des guides d'onde planaires permettent l'implantation de dispositifs compacts permettant un grand nombre de fonctions intégrées [21, 156, 157]. Dans ces dispositifs, la lumière est confinée dans le cristal par le biais d'un guide d'onde traditionnel. Le niobate de lithium est un matériau compatible aux applications de cristaux photoniques 2D grâce à son fort indice de réfraction. De

plus, son fort coefficient électro-optique ainsi que ses faibles pertes optiques en font un candidat adéquat pour les systèmes de communication optique. Par conséquent, la perspective de fabriquer des dispositifs électro-optique miniature, ainsi que des dispositifs tout-optique sur niobate de lithium ont guidé les recherches vers la nanostructuration du niobate de lithium [158, 159]. La réalisation de cristaux photoniques reconfigurables a été validée par des simulations par FDTD¹, qui ont montré qu'une translation de 4,2nm de la BIP pouvait être obtenue pour une variation de l'indice de réfraction du niobate de lithium de 0,005 [160]. Néanmoins, l'obtention de structures optiques nanométriques de bonne qualité dans le niobate de lithium reste une tâche difficile, à cause principalement de sa résistance bien connue aux techniques habituelles telles que la *gravure mouillée* (wet etching) [161].

Dans ce chapitre sera présentées deux méthodes alternatives, déjà présentées dans le chapitre II, basées sur le traitement par bombardement d'ions focalisés (FIB), permettant d'obtenir des structures à bandes interdites photoniques (BIP) sur un substrat de niobate de lithium avec une résolution spatiale de 70nm.

Dans une première partie, nous présenterons les types de guides d'onde sur niobate de lithium que nous avons utilisé pour cette expérience. Dans une seconde partie, nous présenterons les conditions pour obtenir une bande interdite photonique (BIP) grâce à l'utilisation du logiciel commerciale RSoft *BandSolve*. Enfin, dans une troisième partie, nous décrirons les méthodes retenues pour la gravure de l'échantillon. Dans un premier temps, nous présenteront une méthode permettant de graver directement le substrat de $LiNbO_3$ par traitement FIB à travers le métal protégeant la surface de l'échantillon. Cette méthode avait déjà été employé pour graver des structures sub-microniques unidimensionnelles sur ce même matériau [162]. Nous nous intéresserons ensuite à une deuxième méthode de fabrication dans laquelle les trous seront gravé par gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching, RIE) après avoir gravé par traitement FIB la couche métallique qui se comportera comme un masque. L'avantage de cette méthode tient particulièrement au fait que le temps d'exposition au FIB est réduit, et nous espérons ainsi avoir une meilleure reproduction des motifs du FIB dans la profondeur des trous. Dans les deux cas, les motifs gravés seront caractérisés par imagerie FIB.

Ce travail a fait l'objet d'un article [163].

1. Simulations réalisées au laboratoire par Fadi Baida et Matthieu Roussey.

V.2 RAPPELS SUR LE NIOBATE DE LITHIUM

2.1 Quelques propriétés du niobate de lithium

Le niobate de lithium ($LiNbO_3$) est actuellement un des matériaux les plus utilisés pour des applications de télécommunications grâce à ses nombreuses propriétés physiques. Il est en effet à la fois ferro-électrique, piézo-électrique, électro-optique, photoréfractif, acousto-optique... De plus, il permet de faibles pertes optiques par guidage. La réalisation des premiers guides d'onde intégrés sur $LiNbO_3$ remonte aux années 70 [164, 165]. Ses propriétés ont permis la réalisation de modulateurs électro-optiques [166] (qui représentaient 60% du marché en 2001) et d'applications non-linéaires telles que la conversion de longueur d'onde entre autres [167].

Outre cette forte utilisation en optoélectronique, ces caractéristiques physiques en font un concurrent aux matériaux semiconducteurs tels que l'*AsGa* ou la silice. En effet, ce matériau ferro-électrique possède un fort indice de réfraction ($n_{LiNbO_3, \lambda=1.55\mu m} = 2,2$), un domaine de transparence s'étendant de $0,4\mu m$ à $4\mu m$ et enfin des constantes diélectriques variant sous l'action de champ électrique extérieur (effet Kerr et Pockels).

Un autre effet intéressant est la possibilité d'inverser ses domaines ferroélectriques périodiquement. Ces modifications ont surtout été utilisées pour créer des réseaux permettant un quasi accord de phase permettant la conversion de fréquence et la génération de second harmonique, en 1D [166–168] et en 2D [169–171] puisqu'elles permettent l'inversion périodique du signe du coefficient non-linéaire $\chi^{(2)}$. Une autre application intéressante de cette inversion de domaine ferroélectrique est une modification des caractéristiques de gravure humide ($HF : HNO_3$ avec un rapport 1 : 2 ou HF) du niobate de lithium [172] permettant une gravure sélective de l'échantillon. Cette effet est notamment utilisé pour la microstructuration et la nanostructuration du niobate de lithium dans le but de fabrication d'un certain nombre d'éléments intégrés tels que des guides d'onde ruban [173], des structurations périodiques 1D et 2D en surface à la l'échelle du micromètre [174] et plus récemment à l'échelle du nanomètre [158] (l'inversion de domaine a été ici réalisée par bombardement de faisceau électronique).

La structuration de la surface du niobate de lithium peut être effectuée par gravure sèche, notamment par RIE fluorée. Cette méthode est particulièrement appliquée à la fabrication de guides ruban sur niobate de lithium [166, 175]. C'est cette dernière méthode, ne nécessitant pas de modification de la structure cristalline du niobate de lithium que nous avons choisi par la suite.

Enfin, un dernier élément important pour le choix de ce matériau est la grande connaissance au Laboratoire de la fabrication de guide d'onde sur ce matériau (notamment par diffusion titane (guide $Ti : LiNbO_3$ ou par échange protonique (guide PE ou APE).

2.2 Fabrication de guides d'onde dans le niobate de lithium

L'intégration de guide optique sur l'échantillon qui portera la structure périodique est très importante, puisque c'est ce dernier qui permettra sa caractérisation optique. Nous avons choisi dans ce travail d'utiliser deux types de guides d'onde².

2.2.1 Guides optiques sur niobate de lithium par diffusion de titane

Les guides diffusés titane sont parmi les plus anciens et les plus utilisés des guides d'onde intégrés sur niobate de lithium. L'intérêt de la diffusion de titane repose sur l'augmentation de l'indice de réfraction du substrat de $LiNbO_3$ dans la région de présence des ions Ti^{4+} . La variation d'indice locale est d'autant plus importante que la concentration de titane est élevée. Le guide obtenu est un guide à gradient d'indice.

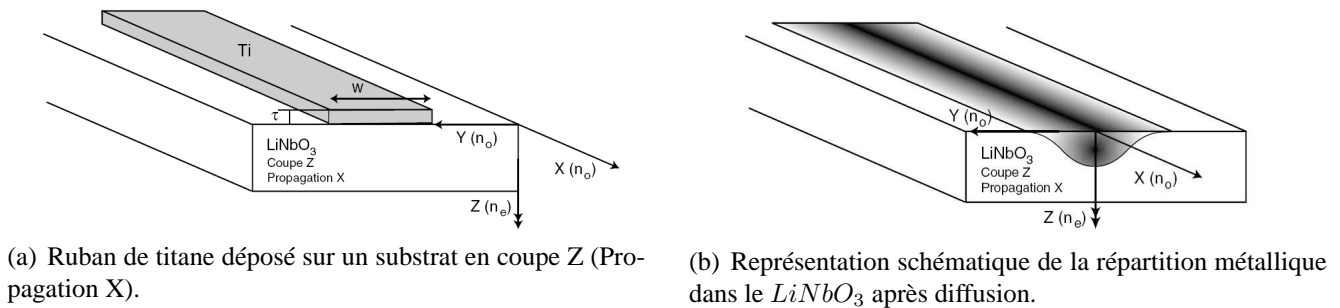


FIG. V.1 – Schéma des deux étapes de la fabrication des guides $Ti : LiNbO_3$ [167].

La fabrication des guides se décompose en deux étapes représentées Fig. V.1. On dépose une couche métallique de titane sur la face polie d'un substrat de $LiNbO_3$ puis on place cet échantillon au four à haute température ($1000 - 1200^\circ C$) pendant plusieurs heures. Le titane va pénétrer dans le matériau et induire une augmentation locale de l'indice de réfraction ordinaire et extraordinaire du $LiNbO_3$. Pour une épaisseur de 900\AA , il faut diffuser le titane pendant 10 heures à $1200^\circ C$. La profondeur de diffusion correspondant à ces paramètres vaut $d_z = 0,8d_y = 3,14\mu m$ (mesure effectuée

2. Les guides d'onde sur niobate de lithium ont été réalisés au laboratoire par Nadège Bodin.

par m-lines [167]). On peut aussi remarquer que ces guides sont monomodes pour une longueur d'onde $\lambda = 1,55\mu\text{m}$.

La figure V.2 montre l'aspect du mode guidé dans le guide à diffusion de titane, calculé par 2D-BPM. Le maximum d'intensité de ce mode se trouve à une profondeur de $1,5\mu\text{m}$.

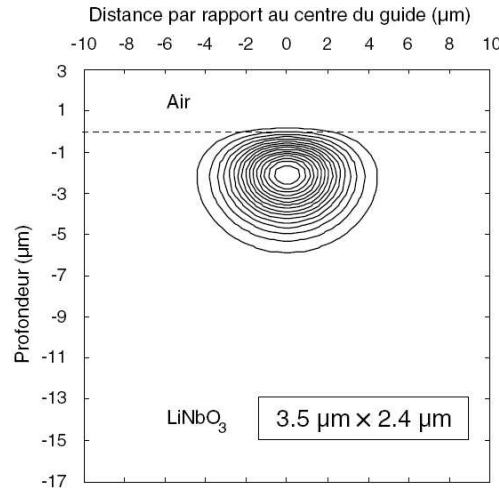


FIG. V.2 – Courbe d'iso-intensité du mode calculé se propageant dans un guide de coupe Z (calcul 2D-BPM, [167]).

2.2.2 Guides optiques par échange protonique

Les guides d'onde par échange protonique (PE, Proton Exchanged) propose une alternative aux guides par diffusion de titane. Ils ont comme avantage de ne pas devoir durant leurs étapes de fabrication monter aux températures atteintes lors de la fabrication de guides $Ti : LiNbO_3$ ($1200-1200^\circ\text{C}$). En effet, ces températures proches de la température de Curie du cristal ($T_C = 1210^\circ\text{C}$) risque d'endommager la maille cristalline.

La méthode de fabrication des guides par échange protonique consiste à remplacer les ions Li^+ de la maille cristalline de la maille cristalline par des ions H^+ . Cet échange s'effectue dans un bain d'acide benzoïque fondu. Cette technique permet d'obtenir des guides à saut d'indice (voir Fig. V.3) avec une forte variation de l'indice extraordinaire en surface de $\Delta n_e \approx 0,12$ à 632 nm [176].

Cependant, cette substitution dégrade fortement les propriétés linéaires et non-linéaires du matériau [177] et la stabilité de l'indice optique [178] dans la couche où a eu lieu l'échange protonique (appelé *couche morte*). Ces désagréments disparaissent si l'on ajoute une étape de recuit après l'échange

protonique de manière à réorganiser la maille cristalline. Cependant, cette étape introduit des changements puisque le guide après recuit (APE, Annealed Proton-exchanged) devient à gradient d'indice (voir Fig. V.3), les protons ayant pénétré plus en profondeur dans le matériau au delà de la couche morte [179].

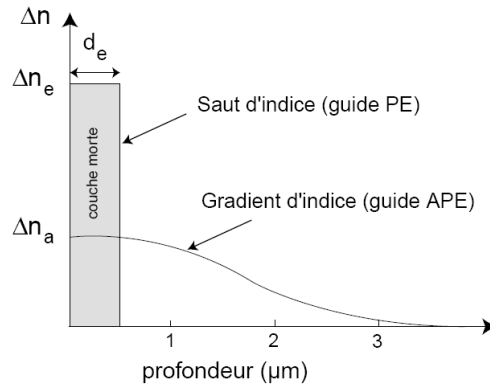


FIG. V.3 – Schéma du profil d'indice de réfraction extraordinaire d'un guide PE- LiNbO_3 et d'un guide recuit [167].

La fabrication peut se décomposer en trois étapes principales [166] :

- Réalisation d'un masque en silice. Les zones libres permettent de définir les guides.
- Échange protonique dans un bain d'acide benzoïque. Il s'effectue à 177°C pendant 3h30'.
- Recuit. Le profil d'indice dépendra de cette étape. Pour la réalisation de guides d'onde mono-mode à $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, le recuit est effectué à une température $T_R = 333^\circ\text{C}$ pendant 12h.

Les guides APE- LiNbO_3 permettent d'obtenir un maximum du mode vers $1\mu\text{m}$ sous la surface du matériau, ce qui est inférieur à la profondeur du mode par diffusion de titane ($1,5\mu\text{m}$). C'est un avantage pour notre application, puisque la profondeur de gravure des trous est une des plus grosses difficultés à la fabrication des structures sur niobate de lithium.

V.3 ÉTUDE NUMÉRIQUE

Les calculs numériques ont été effectués à l'aide du logiciel commercial d'étude de BIP RSoft *BandSolve*. Pour une longueur d'onde $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, les indices optiques ordinaires et extraordinaires pour le cas d'un substrat de niobate de lithium en coupe Z ont respectivement pour valeur $n_o = 2,2151$

et $n_e = 2,1410$. Selon les calculs effectués, une structure de maille triangulaire de trous permet une BIP TM totale si le diamètre d des trous est plus grand que $0,4p$, où p est la période de la matrice triangulaire. Le rapport d/p doit être aussi important que possible pour permettre de bénéficier d'une large BIP, mais ne peut difficilement excéder $0,5$ pour des raisons technologiques. En effet, comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les parois séparant les trous peuvent s'effondrer pour des diamètres dépassant $0,5p$. La figure V.4 montre les diagrammes de bande obtenus dans le cas $d/p = 0,5$.

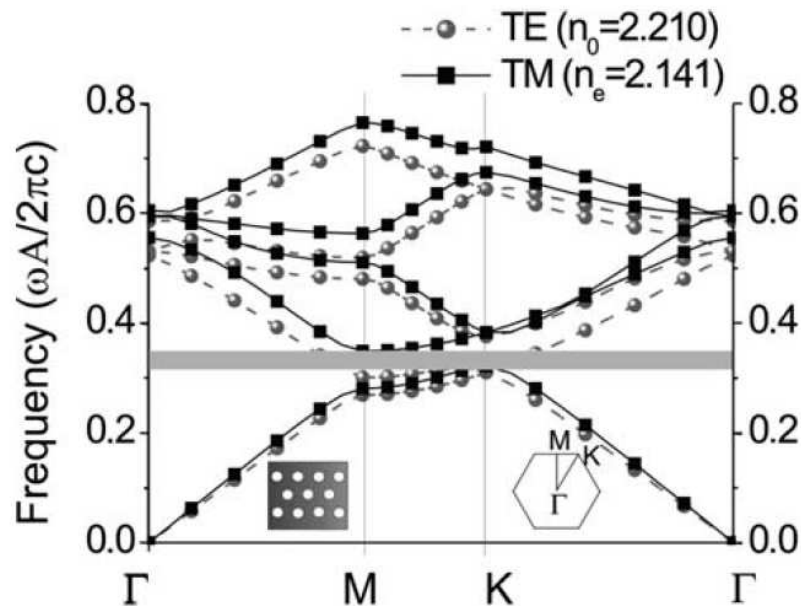


FIG. V.4 – Structures de bande TE et TM dans le cas de structures périodiques 2D triangulaires ($LiNbO_3$ de coupe z). Calcul réalisé par Nadège Courjal (RSoft BandSolve).

Comme nous pouvons le voir sur la figure, une BIP totale TM est mise en évidence pour des fréquences comprises entre $0,321p/(2\pi c)$ et $0,349p/(2\pi c)$. Nous observons une différence entre ces résultats et les résultats de ces calculs entrepris par Massy et al. [180]. Cette différence peut probablement s'expliquer par les valeurs différentes prises pour les indices de réfraction dans chacun des deux cas.

Ce premier calcul nous a montré l'existence de BIP totale dans le niobate de lithium et a permis de trouver les bons paramètres nécessaires à la fabrication.

V.4 FABRICATION PAR FIB DE STRUCTURES PHOTONIQUES SUR NIOBATE DE LITHIUM

4.1 Nanostructuration du $LiNbO_3$: état de l'art

Il existe dans la littérature très peu de références concernant la nanostructuration du niobate de lithium. Ce matériau est en effet difficilement usinable avec les techniques de gravures classiques. Les travaux publiés précédemment exploitent les propriétés ferroélectrique du niobate de lithium, notamment pour des applications de génération de second harmonique et de conversion de longueur d'onde [181, 182]. Cependant les dimensions de ces structures restent supérieures au micron.

À notre connaissance, uniquement deux méthodes publiées ont permis des structurations inférieures au micron :

- Une première technique, proposée Restoin et al. [158], a permis la réalisation de structures mono- et bi-dimensionnelles à une échelle submicronique. Elle consiste à inverser localement la polarisation du cristal par bombardement d'un faisceau d'électron. à des périodes de quelques centaines de nanomètre. L'échantillon est ensuite plongé dans un bain d'acide (HF) pendant quelques minutes à température ambiante, permettant de graver les domaines où le cristal a été inversé jusqu'à une profondeur de 400nm.
- Une seconde technique [159] a permis la réalisation de structures périodiques monodimensionnelles d'une période de 350nm. Une couche de chrome (500) est déposée sur le substrat de $LiNbO_3$, elle-même recouverte d'une couche de PMMA (800). La couche de PMMA est insolée par lithographie électronique (e-beam) de manière à révéler les structures. Elles sont ensuite transférées à la couche de Cr par gravure humide. La couche de métal ainsi nanostructurée sert de masque à une gravure RIE. Cette technique n'a malheureusement pas été appliquée à la réalisation de structures bidimensionnelles.

4.2 Nanostructuration par FIB

Nous avons au cours de ce travail essayé deux méthodes de fabrications utilisant le bombardement d'ions focalisés. Nous avons rappelé figure V.5 les deux méthodes déjà envisagées pour la fabrication de structure périodique sur les guides multicouches ($SiO_2/SiON/SiO_2$).

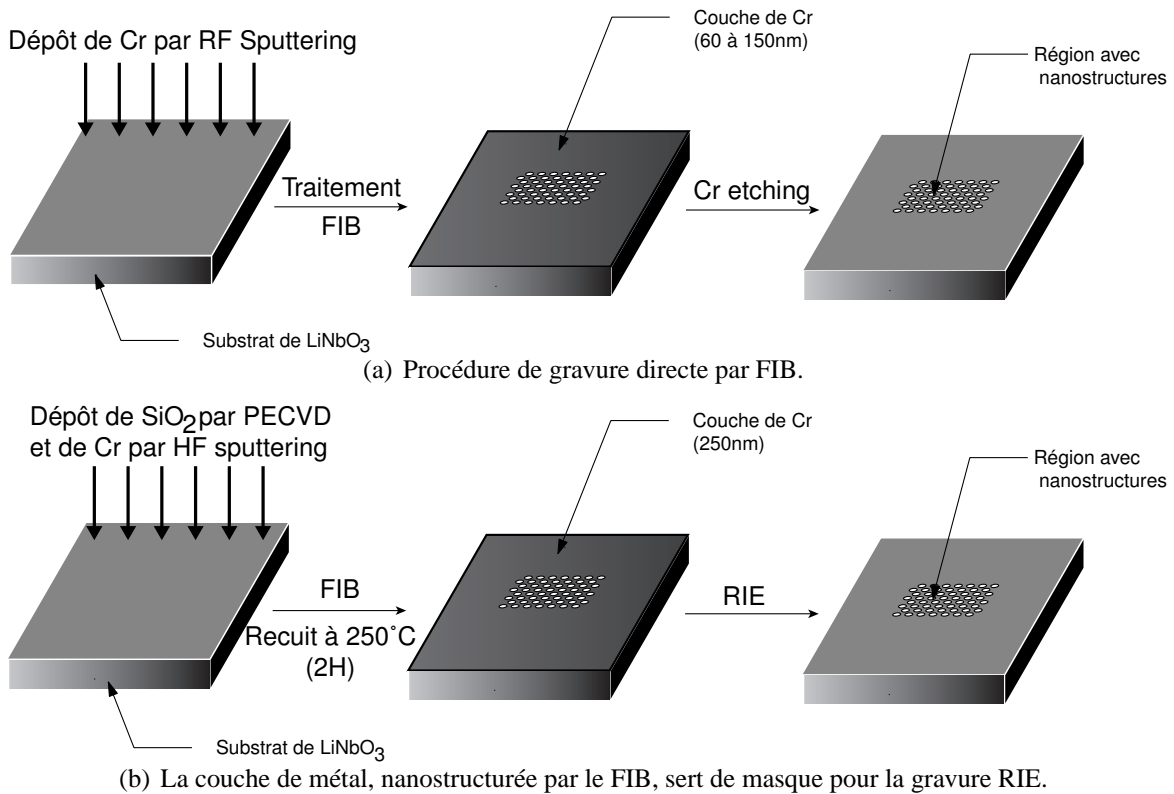


FIG. V.5 – Schémas représentant les différentes étapes de la procédure de fabrication des nanostructures sur $LiNbO_3$. Deux méthodes sont présentées.

La première méthode utilisée (Fig. V.5(a)) est basée sur une gravure directe du substrat de $LiNbO_3$ par bombardement FIB. La seconde méthode (Fig. V.5(b)) utilise le FIB pour nanostructurer la couche de métal de Cr qui servira de masque pour transférer le motif sur le substrat de $LiNbO_3$ par gravure RIE. Dans chacun des deux cas, l'échantillon a une surface de 1cm^2 et une épaisseur de $500\mu\text{m}$. Une couche de chrome est déposée par évaporation sous canon d'électron (Balzer B510) puis reliée à la masse avant d'être introduit dans la chambre à vide du FIB ($2 \times 10^{-6}\text{Torr}$). Dans le cas de la gravure directe par FIB, la fine couche de métal déposée (entre 60 et 150 nm) ne modifie quasiment pas l'efficacité de la gravure. Dans le second cas, une couche plus épaisse de Cr (250nm) est déposée permettant de jouer le rôle d'un masque pour la RIE.

Les résultats qui seront présentés ici ont été effectués, pour la gravure directe, par le FIB Orsay Physics-LEO FIB4400 de FEMTO-ST à Besançon et pour la gravure du masque métallique, par le FIB FEI Dual Strata 235 de l'ISIS à Strasbourg³. Cette méthode peut être comparée à la méthode de fabrication des nanostructures lithography e-beam. L'avantage de la fabrication par FIB consiste

3. La gravure a été effectuée par Éloïse Devaux (Laboratoire des Nanostructures, ISIS, Université Louis Pasteur, Strasbourg).

principalement en sa capacité de pouvoir déposer ou enlever de la matière sans avoir recours à des étapes supplémentaires de développement de la couche sensible.

4.3 Gravure directe par FIB

La première méthode utilisée est présentée figure V.5(a). Le résultat présenté ici consiste en la fabrication d'une matrice de 4×4 trous circulaires avec un diamètre de 540nm et une période de $1 \mu\text{m}$. Les ions Ga^+ sont émis avec un courant de $2 \mu\text{A}$ et accélérés par un voltage de 30kV. Les ions sont ensuite focalisés par des lentilles électromagnétiques sur l'échantillon avec un courant de sonde de 66pA. La taille du faisceau pseudo gaussien a été estimé à 70nm au niveau de la cible. Le déplacement du faisceau sur l'échantillon est contrôlé par l'intermédiaire champ de déflexion par un logiciel (Elphy Quantum de Raith) permettant la programmation des structures.

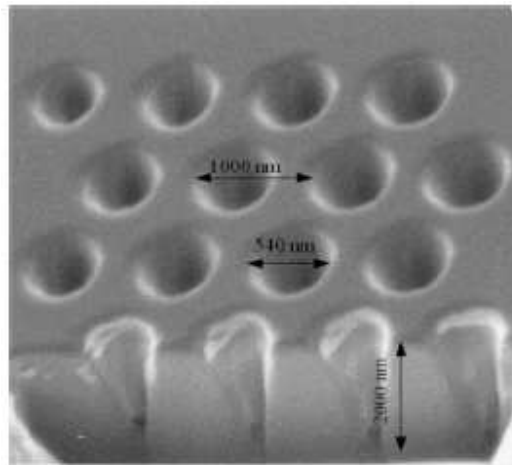


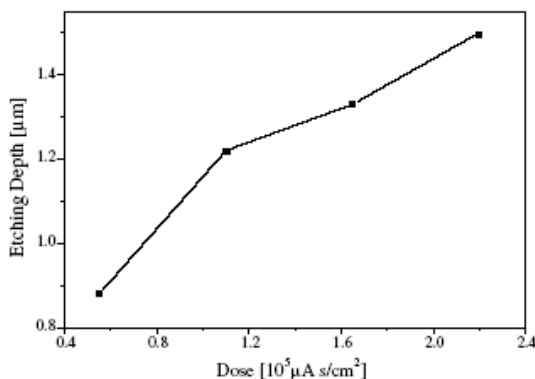
FIG. V.6 – Image FIB d'une cross-section de la matrice de 4×4 trous circulaires. Angle de visualisation : $\theta = 30^\circ$.

Une image FIB de la *cross-section* de ces cavités est montré Fig. V.6. De manière à pouvoir mesurer la profondeur de gravure, l'échantillon est incliné de 30° par rapport à l'axe du FIB. Comme nous pouvons le voir sur cette figure, la matrice est constituée de trous circulaires bien définis. La profondeur de gravure mesurée est de $2 \mu\text{m}$ et le temps de gravure est de 12min (ce qui correspond à $45\text{s}/\text{trou}$). Le diamètre de la cavité mesurée à une profondeur de $1 \mu\text{m}$ vaut à peu près 432nm. La forme conique des trous peut être expliquée par le redépôt de matière sur les bords des trous pendant la gravure.

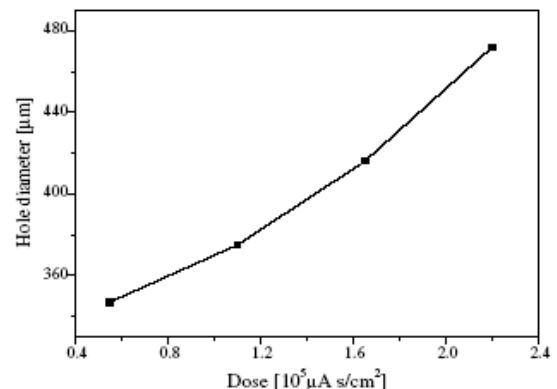
Pour réduire ce redépôt de matière, deux solutions peuvent être envisagées. Si l'électronique du

FIB est assez rapide (Elphy Quantum est limité à 300kHz) et la taille du spot assez fine, une solution consisterait à passer plus de temps pendant la gravure des bords des trous et moins en son centre. Une seconde possibilité consisterait à utiliser une gravure assistée par des gaz réactifs. En particulier, un gaz comme le XeF_2 pourrait aider à enlever du Nb de la surface gravée et donc de réduire la redéposition.

La profondeur de gravure et la taille réelle du diamètre des trous peuvent différer de celles qui avaient été programmées et cette différence dépend essentiellement de la dose de Ga^+ utilisée. Cet effet peut être clairement vu en regardant les graphes V.7 où cette dépendance a été mesurée. D'après ces graphes, il est possible de conclure que si on augmente le temps de gravure, la profondeur de gravure va aussi logiquement augmenter mais avec une augmentation du diamètre des trous due aux aberrations du faisceau ionique. En particulier, on observe une augmentation de presque 30% du diamètre des trous et une augmentation de seulement 40% de leur profondeur de gravure lorsque la dose d'ion Ga^+ est multipliée par 4 par rapport à la valeur initiale ($4 \times 10^4 \mu A \cdot s \cdot cm^{-2}$). Ainsi, dans la pratique, il est conseillé de programmer des diamètres de trous plus petits que ceux que l'on cherche à obtenir.



(a) Dépendance de la profondeur de gravure par rapport à la dose.



(b) Dépendance du diamètre des trous par rapport à la dose.

FIG. V.7 – Influence de la dose d'ion Ga^+ sur la profondeur de gravure et la profondeur des trous.

4.4 Gravure associant un traitement FIB et RIE

La seconde méthode utilisée est présentée Fig. V.5(b). Cette méthode nécessite un temps plus faible de gravure que lorsque la gravure est fabriquée en une étape. Dans ce cas, le bombardement FIB est utilisé pour nanostructurer un masque $SiO_2 - Cr$ préalablement déposé sur le substrat de niobate de lithium.

$LiNbO_3$	Pression (mbar)	Flux de SF_6 (sccm)	Puissance RF (W)	Vitesse de gravure (nm/min)	Sélectivité $LiNbO_3/Cr$
Coupe Z	3	10	150	50	0,25

TAB. V.1 – Paramètres de la procédure RIE.

La première étape consiste à déposer une fine couche de SiO_2 d'une épaisseur de 100nm par une machine de Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD), qui avait déjà été utilisée pour la fabrication des guides multicouches $SiO_2/SiON/SiO_2$. Ensuite, une couche de 250nm de Cr est déposée par une machine de Sputtering. Cette couche de métal sert de masque à la gravure RIE, tandis que la couche de SiO_2 permet d'éviter la diffusion du Cr dans le substrat pendant la procédure RIE, qui provoquerait plus de pertes optiques. Cette couche n'est pas nécessaire lors du traitement direct par FIB puisque la gravure est faite localement et la zone traitée est bien définie par la taille du faisceau FIB. Les échantillons sont ensuite recuits à une température de $250^\circ C$ pendant 2h, permettant de réduire les contraintes en surface.

Le masque de SiO_2-Cr est ensuite nanostructuré par le FIB, avec un courant de sonde de 100pA. Un temps d'exposition de 3,75s est nécessaire pour graver un trou circulaire de 250nm, temps 11 fois inférieur à celui nécessaire dans la première étape.

La structure réalisée ici (une matrice de 24×20 trous cylindriques) est ensuite transférée au substrat par RIE. Les paramètres de cette étape sont reproduits dans le tableau V.1. Il est important de remarquer que cette procédure requiert une très basse pression et une grande puissance RF. Dans ces conditions, le taux de gravure du masque est comparable au taux de gravure du substrat.

De manière à améliorer la sélectivité de gravure entre le masque et le substrat, nous commençons la procédure avec une exposition de la cible à un plasma ionique de O_2 (pression, $p_{O_2} = 100\mu\text{bar}$; puissance RF, $P = 60W$). La couche de 250nm d'épaisseur de Cr est alors plus résistante à la procédure de SF_6 -RIE. La sélectivité du masque est alors estimé à un rapport 1 : 5 par rapport au substrat de niobate de lithium, alors qu'elle est était mesurée à 1 : 2 sans le traitement par plasma O_2 . Le taux de gravure du substrat en coupe Z est estimé à 50nm/min.

Cette méthode a été appliquée à la fabrication une matrice triangulaire de trous dont les diamètres ont été pris à $d_1 = 250\text{nm}$ et $d_2 = 130\text{nm}$ et une périodicité p valant le double de ces diamètres ($p_1 = 2 \times d_1 = 500\text{nm}$ et $p_2 = 2 \times d_2 = 260\text{nm}$). Les figures V.8 présentent des images MEB de la zone traitée après le traitement FIB et 10 minutes de gravure RIE. La figure V.8(a) montre des trous

gravés avec une bonne reproductibilité. La profondeur de la gravure a été mesurée à 500nm. Dans le coin droit de la structure, on peut observer la *cross-section* percé au FIB qui a permis de mesurer la profondeur de gravure.

La figure V.8(b) montre que les trous de 130nm de diamètre gravés sur le masque ont été transformés en *plots* de 130nm de diamètre par la gravure RIE, alors que les trous d'un diamètre de 250nm ont été préservés. Nous en déduisons que la paroi séparant deux trous adjacents est affaiblie lors de la gravure et peut s'effondrer. La fabrication de matrices de trous de diamètre $d < 200\text{nm}$ nécessite donc l'utilisation de valeur plus faible pour la puissance RF pour préserver les caractéristiques initiales.

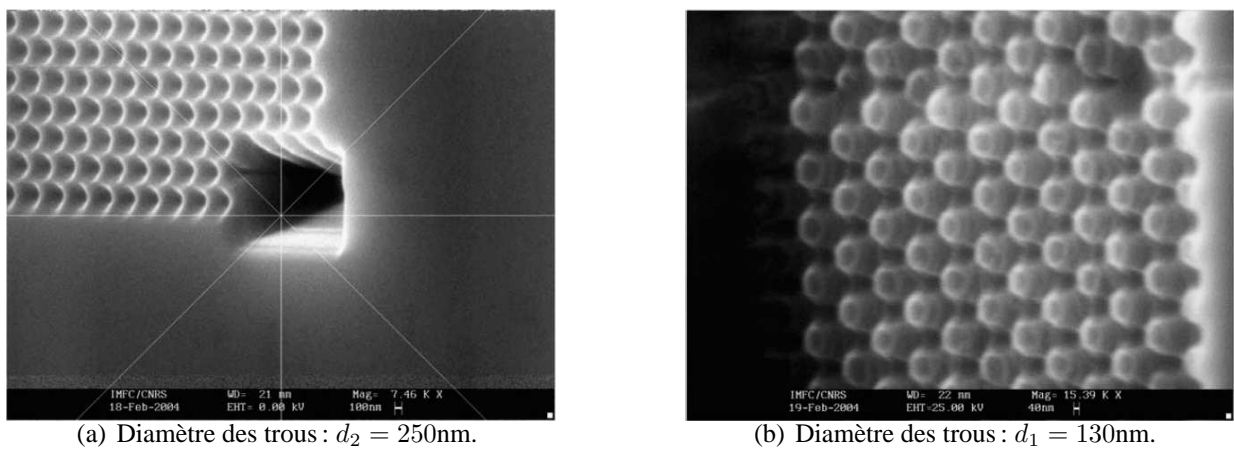


FIG. V.8 – Image MEB des nanostructures gravées à la surface d'un substrat de niobate de lithium recouvert par 250nm de chrome après traitement FIB et 10min de gravure RIE pour deux tailles de trous.

V.5 CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Dans cette partie ont été présentées deux techniques permettant de fabriquer des structures sub-microniques sur un substrat de niobate de lithium utilisant le bombardement FIB ou en le combinant à une gravure RIE.

En particulier, des trous circulaires de 500nm de diamètre ont été gravés par traitement FIB, atteignant une profondeur de $2\mu\text{m}$. La redéposition de matériau commence à être un problème pour des profondeurs de gravure supérieures à $1\mu\text{m}$. Une matrice de 24×20 trous circulaires de 250nm de diamètre et de 500nm de périodicité a été réalisée en utilisant une méthode alternative, dont la particularité est de nanostructurer la couche métallique recouvrant le substrat par traitement de FIB, qui

pourra ensuite servir de masque à la gravure du $LiNbO_3$ par RIE- SF_6 . Dans ce cas, la profondeur de gravure dans le substrat de $LiNbO_3$ est de 500nm et est limitée par l'épaisseur du masque métallique.

Une caractérisation spectrale de structures fabriquées par la méthode de gravure directe par FIB⁴ a permis de mettre en valeur des chutes de l'intensité transmise dans les longueurs d'onde correspondant à la bande interdite photonique calculée de la structure.

L'avantage de cette méthode est son efficacité de graver des structures à la fois sur des matériaux de coupe X et Z , ce que ne permet pas les méthodes basées sur l'inversion de domaines ferroélectriques.

Bien que de nombreux points restent à optimiser, cette méthode a donc montré son efficacité pour la réalisation de structures périodiques sur niobate de lithium.

4. Caractérisation réalisée au laboratoire par Maria Pilar Bernal et Nadège Courjal. Un article est en cours de rédaction.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

VI.1 CONCLUSION

Ce travail s'est partagé en trois grands axes, qui sont la modélisation des nanostructures, la fabrication par FIB et enfin la caractérisation par microscopie optique en champ proche.

Dans un premier temps, par utilisation combinée de deux logiciels commerciaux de modélisation (RSoft BandSolve et FullWave), nous avons pu déterminer les paramètres des nanostructures. Nous nous sommes limités à des calculs 2D, qui bien que ne tenant pas compte de la profondeur des gravures, nous a permis d'approcher les paramètres de fabrication.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à la fabrication des échantillons. Des guides d'onde optiques traditionnels (guide multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$ puis application à la nanostructuration sur guide Ti diffusé sur niobate de lithium) nous ont permis d'illuminer dans les structures. Nous avons développé et validé une méthode de fabrication de nanostructure bidimensionnelle utilisant le FIB. Deux déclinaisons de cette méthode ont été proposées :

- la première méthode décrit une fabrication par FIB uniquement. Le matériau est directement gravé par traitement FIB. Cette méthode a montré des limites principalement à cause du redépôt de matériau provoquant des flancs obliques.
- Une deuxième méthode proposée consiste à utiliser le FIB pour usiner une couche métallique déposée à la surface du substrat, cette couche servant ensuite de masque à une gravure RIE. Cette dernière méthode reste encore à être optimisée.

Ces méthodes de fabrication ont donné de bons résultats sur les structures multicouches $SiO_2/SiON/SiO_2$ montrant une homogénéité dans la gravure des structures bien que chacune ne soit gravée trou par trou, pixel par pixel. Cependant, pour cette raison, ces méthodes restent plus délicates à l'usage que les méthodes traditionnelles de fabrication par lithographie électronique. Les techniques montrent par

contre nettement leur efficacité pour la nanostructuration de matériaux difficilement usinables par des techniques de gravure classiques, comme le niobate de lithium. Nous avons été, à notre connaissance, les premiers à avoir présenté des nanostructures sur niobate de lithium dont les paramètres permettent d'obtenir une BIP dans le proche infrarouge.

Nous avons ensuite décrit la réalisation d'un microscope en champ proche optique (SNOM) fonctionnant en détection, permettant la caractérisation des structures fabriquées sur les guides d'onde multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$. Bien que les structures fabriquées montrent des défauts de fabrication (profondeur des trous ne permettant le recouvrement complet des modes, flancs des trous inclinés) et ne permettent pas de montrer de BIP lors d'étude spectrale en transmission, la caractérisation a permis de cartographier le champ en surface des structures à l'échelle d'une cinquantaine de nanomètres, notamment sur les structures avec une ligne de défauts où le champ est très confiné, interdisant toute autre méthode de caractérisation. Nous n'avons malheureusement pas eu le temps de caractériser en optique du champ proche les structures gravées sur niobate de lithium.

VI.2 PERSPECTIVES

La démonstration de la faisabilité de nanostructuration du niobate de lithium a ouvert quelques perspectives intéressantes. Un projet *Action Concertée Nanoscience* a été accepté sous le nom de *Composants à bandes interdites actifs en niobate de lithium nanostructuré* (COBIAN), dont les participants appartiennent à plusieurs équipes de FEMTO-ST (LPMO et Optique) de Besançon, à l'IRCOM de Limoges et au LPMC de Nice.

L'objectif principal de ce projet est d'explorer la réalisation de composants actifs fondés sur des nanostructures bidimensionnelles périodiques sur le niobate de lithium, qu'il s'agisse de trous ou de plots, en combinant les propriétés de bandes interdites et de couplage pour moduler efficacement et dans de faibles volumes un signal optique et acoustique. De tels composants sont destinés aux applications de télécommunication optique ainsi qu'aux applications de filtrage RF par des dispositifs à ondes élastiques de surface. En effet, la grande pureté du cristal de niobate de lithium mono-cristallin le rend compatible avec les applications hyperfréquences, optiques et les ondes acoustiques de surface.

De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont eu lieu ces deux dernières années sur les cristaux photoniques actifs ou accordables. Les indices des matériaux à l'intérieur des nanostructures

peuvent modifiés par des effets électrooptiques [183–185], par des déformations dans les matériaux [186–189], ou par des contraintes extérieures [190, 191].

Une première étape est de créer des cristaux photoniques accordables dans le niobate de lithium. Les fonctionnalités d'un cristal photonique (guides, cavités, miroirs...), ainsi que la longueur d'onde de fonctionnement sont fixés au moment de la gravure. Pour modifier ces paramètres, il faut pouvoir jouer sur la géométrie ou les propriétés physiques du cristal. Les nombreuses propriétés du cristal de niobate de lithium (ferroélectrique, piézoélectrique, électrooptique et photoréactif) nous offrent plusieurs possibilités de créer des zones actives :

- Les propriétés électrooptiques du $LiNbO_3$ permet de créer une modulation de l'indice à l'intérieur de la zone nanostructurée par effet Pockels.
- On peut créer des ondes élastiques de surface (par effet piézoélectrique) permettant une interaction élasto-optique avec les ondes optiques guidés.
- L'effet photoréfractif du niobate de lithium permettent de reconfigurer à souhait une modulation d'indice dans le cristal.

Enfin, à terme, une deuxième étape consiste à intégrer au système un cristal phononique, s'ajoutant au cristal photonique. La même nanostructure joue à la fois le rôle de cristal photonique et cristal phononique pour les ondes élastiques de surface. Le confinement extrême et simultané envisageable à l'intérieur d'un guide dans un tel cristal exaltera fortement l'interaction élasto-optique.

RÉFÉRENCES

- [1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meale et J. N. Winn, *Photonic Crystals, Molding the Flow of Light*, princeton University Press, Princeton, NJ, USA (1995).
- [2] J. M. Lourtioz et Al., *Les Cristaux Photoniques Ou la Lumière En Cage*, GET et Lavoisier, Paris (2003).
- [3] E. Yablonovitch, «Photonic Crystals», *J. Mod. Optics*, **41**(2), pp. 173–194 (1994).
- [4] E. Yablonovitch, «Photonic Band-Gap Structures», *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**(2), pp. 283–295 (février 1993).
- [5] R. D. Meade Shanhui Fan, P. R. Villeneuve et J. D. Joannopoulos, «Design of Three-Dimensional Photonic Crystals at Submicron Lengthscales», *App. Phys. Lett.*, **65**(11), pp. 1466 – 1468 (septembre 1994).
- [6] V.M. Shelekhina, O.A. Prokhorov, P.A. Vityaz, A.P. Stupak, S.V. Gaponenko et N.V. Gaponenko, «Towards 3D Photonic Crystals», *Synthetic Metals*, **124**, pp. 137–139 (2001).
- [7] J.G. Fleming et S.Y. Lin, «Three-Dimensional Photonic Crystal with a Stop Band from 1.35 to 1.95 μm », *Opt. Lett.*, **24**(1), pp. 49–51 (janvier 1999).
- [8] O. Hanaizumi, Y. Ohtera, T. Sato et S. Kawakami, «Propagation of Light Beams Along Line Defects Formed in a-Si/SiO₂ Three-Dimensional Photonic Crystals : Fabrication and Observation», *App. Phys. Lett.*, **74**(6), pp. 777–779 (février 1999).
- [9] S. Noda, N. Yamamoto, H. Kobayashi, M. Okano et K. Tomoda, «Optical Properties of Three-Dimensional Photonic Crystals Based on III-V Semiconductors at Infrared Wavelengths», *App. Phys. Lett.*, **75**(7), pp. 905–907 (août 1999).
- [10] O. Painter, R.K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O'Brien, P.D. Dapkus et I. Kim, «Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser», *Science*, **284**, pp. 1819 (1999).
- [11] M. Berggren, A. Dodabalapur, R.E. Slusher, Z. Bao, A. Timko et O. Nalamasu, «Organic Lasers Based on Lithographically Defined Photonic-Bandgap Resonators», *Europhys. Lett.*, **34**,

pp. 90 (1998).

- [12] B. Temelkuran, M. Bayindir, E. Ozbay, R. Bizwas, M.M. Sigalas, G. Tuttle et K.M. Ho, «Photonic Crystal-Based Resonant Antenna with a Very High Directivity», *J. Appl. Phys.*, **87**, pp. 603 (2000).
- [13] S. Fan, P.R. Villeneuve et J.D. Joannopoulos, «Channel-Drop Tunneling Through Localized States», *Phys. Rev. Lett.*, **80**, pp. 960 (1998).
- [14] A. Mekis, J.C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve et J.D. Joannopoulos, «High Transmission Through Sharp Bends in Photonic Crystal Waveguides», *Phys. Rev. Lett.*, **77**(18), pp. 3787–3789 (octobre 1996).
- [15] M. Tokushima, H. Kosaka, A. Tomita et H. Yamada, «Lightwave Propagation Through a 120° Sharply Bent Single-Line-Defect Photonic Crystal», *Appl. Phys. Lett.*, **76**(8), pp. 952–954 (2000).
- [16] S.Y. Lin, E. Chow, S.G. Johnson et J.D. Joannopoulos, «Demonstration of Highly Efficient Waveguiding in a Photonic Crystal Slab at the 1.5- μm Wavelength», *Opt. Lett.*, **25**(17), pp. 1297–1298 (septembre 2000).
- [17] A. Talneau, L. Le Gouezigou, N. Bouadma, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis et M. Agio, «Photonic-Crystal Ultrashort Bends with Improved Transmission and Low Reflection at 1.55 μm », *Appl. Phys. Lett.*, **80**(4), pp. 547–549 (janvier 2002).
- [18] A. Sharkawy, S.H. Shi et D. W. Prather, «Heterostructure Photonic Crystals : Theory and Applications», *Appl. Opt.*, **41**(34), pp. 7245–7253 (décembre 2002).
- [19] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C.J.M. Smith, T.F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud et C. Jouanin, «Radiation Losses of Waveguide-Based Two-Dimensional Photonic Crystals : Positive Role of the Substrate», *Appl. Phys. Lett.*, **76**(5), pp. 532–534 (janvier 2000).
- [20] M. H. Shih, W.-J. Kim, W. Kuang, J. R. Kao, H. Yukawa, S. J. Choi, J. D. O'Brien et W. K. Marshall, «Two-Dimensional Photonic Crystal Mach-Zehnder Interferometers», *Appl. Phys. Lett.*, **84**(4), pp. 460–462 (2004).
- [21] J. Zimmermann, M. Kamp, A. Forchel et R. März, «Photonic Crystal Waveguide Directional Couplers as Wavelength Selective Optical Filters», *Optics Commun.*, **230**, pp. 387–392 (2004).
- [22] A. Chutinan et S. Noda, «Effects of Structural Fluctuations on the Photonic Bandgap During Fabrication of a Photonic Crystal: A Study of a Photonic Crystal with a Finite Number of Periods», *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**(9), pp. 1398–1402 (septembre 1999).

- [23] H.-W. Li, D.-J. Kang, M G Blamire et W. T. S. Huck, «Focused Ion Beam Fabrication of Silicon Print Masters», *Nanotechnology*, **14**, pp. 220–223 (2003).
- [24] M. Augustin, H. J. Fuchs, S. Schelle, E.-B. Kley, S. Nolte, A. Tünnermann, R. Iliew, C. Etrich, U. Peschel et F. Lederer, «High Transmission and Single Mode Operation in Low-Index-Contrast Photonic Crystal Waveguide Devices», *Appl. Phys. Lett.*, **84**(5), pp. 663–665 (2004).
- [25] C.-W. Chang, S.-C. Cheng et W.-F. Hsieh, «High-Efficiency Coupling Between External and Photonic Crystal Waveguides by Longitudinally Shifting Waveguide Junctions», *Optics Commun.*, **242**, pp. 517–524 (2004).
- [26] P. Pottier, I. Ntakis et R. M. De La Rue, «Photonic Crystal Continuous Taper for Low-Loss Direct Coupling Into 2D Photonic Crystal Channel Waveguides and Further Device Functionality», *Opt. Comm.*, **223**, pp. 339–347 (2003).
- [27] P. Sanchis, J. Garcia, A. Martínez et J. Martí, «Pulse Propagation in Adiabatically Coupled Photonic Crystal Coupled Cavity Waveguides», *J. Appl. Phys.*, **97**(013101), pp. 1–8 (2005).
- [28] E. Miyai, M. Okano, M. Mochizuki et S. Noda, «Analysis of Coupling Between Two-Dimensional Photonic Crystal Waveguide and External Waveguide», *Appl. Phys. Lett.*, **81**(20), pp. 3729–3731 (2001).
- [29] S. Olivier, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Karlsson, C.J.M. Smith, R. Houdré et U. Oesterle, «Resonant and Non Resonant Transmission Through Waveguide Bends in a Planar Photonic Crystal», *App. Phys. Lett.*, **79**(16), pp. 2514–2516 (octobre 2001).
- [30] Z.-Y. Li, L.-L. Lin et K.-M. Ho, «Light Coupling with Multimode Photonic Crystal Waveguides», *Appl. Phys. Lett.*, **84**(23), pp. 4699–4501 (June 2004).
- [31] S. Fasquel, X. Mélique, O. Vanbésien et D. Lippens, «Three-Dimensional Calculation of Propagation Losses in Photonic Crystal Waveguides», *Optics Commun.*, **246**, pp. 91–96 (2005).
- [32] W. Kuang et J. D. O’Brien, «Reducing the Out-of-Plane Radiation Loss of Photonic Crystal Waveguides on High-Index Substrates», *Opt. Lett.*, **29**(8), pp. 860–862 (2004).
- [33] Z.-Y. Li et K.-M. Ho, «Anomalous Propagation Loss in Photonic Crystal Waveguides», *Phys. Rev. Lett.*, **92**(6), pp. 1–4 (2004).
- [34] I. Märki, M. Salt, R. Stanley, U. Staufer et H.-P. Herzig, «Characterization of Photonic Crystal Waveguides Based on Fabry-Pérot Interference», *J. Appl. Phys.*, **96**(12), pp. 6966–6969 (December 2004).

- [35] M. Tokushima et H. Yamata, «1.5- μ M-Wavelength Light Guiding in Waveguides in Square-Lattice-of-Rod Photonic Crystal Slab», *Appl. Phys. Lett.*, **84**(21), pp. 4298–4300 (May 2004).
- [36] C. Sell, C. Christensen, J. Muehlmeier, G. Tuttle, Z.-Y. Li et K.-M. Ho, «Waveguide Networks in Three-Dimensional Layer-by-Layer Photonic Crystals», *Appl. Phys. Lett.*, **84**(23), pp. 4605–4608 (2004).
- [37] A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, J. Arriaga, B. J. Mangan, T. A. Birks et P. St. J. Russell, «Highly Birefringent Photonic Crystal Fibers», *Opt. Lett.*, **25**(18), pp. 1325–1327 (2000).
- [38] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russel et D.M. Atkin, «All-Silica Single-Mode Optical Fiber with Photonic Crystal Cladding», *Opt. Lett.*, **21**(19), pp. 1547–1549 (octobre 1996).
- [39] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russel, D.M. Atkin et P.J. Shepherd, «Full 2-D Photonic Bandgaps in Silica/Air Structures», *Electron. Lett.*, **31**(22), pp. 1941–1943 (octobre 1995).
- [40] J. C. Knight, T.A. Birks, P. St. J. Russel et J.-P. De Sandro, «Large Mode Area Photonic Crystal Fibre», *Europhys. Lett.*, **34**(13), pp. 1347–1348 (1998).
- [41] J. M. Dudley, L. Provino, N. Grossard, H. Maillotte, R. S. Windeler, B. J. Eggleton et S. Coen, «Supercontinuum Generation in Air-Silica Microstructured Fibers with Nanosecond and Femtosecond Pulse Pumping», *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**(4), pp. 765–771 (2002).
- [42] K.M. Ho, C.T. Chan et C.M. Soukoulis, «Existence of Photonic Gap in Periodic Dielectric Structures», *Phys. Rev. Lett.*, **65**(25), pp. 3152–3154 (décembre 1990).
- [43] A. Moroz, «Inward and Outward Integral Equations and the KKR Method for Photons», *Journal of Physics: Condensed matter*, **6** (1994).
- [44] J. Koringa, «Solution of the Schrödinger Equation in Periodic Lattices with an Application to Metallic Lithium», *Physica*, **13**, pp. 392 (1947).
- [45] W. Kohn et N. Rostocker, *N. Phys. Rev.*, **94**, pp. 1111–1120 (1954).
- [46] J. B. Pendry, «Photonic Band Structures», *J. Mod. Phys.*, **41**(2), pp. 209–229 (1994).
- [47] K.S. Yee, «Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media», *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, **14**, pp. 302 (1966).
- [48] K.M. Leung et Y.F. Liu, «Full Vector Wave Calculation of Photonic Band Structures in Face-Centered-Cubic Dielectric Media», *Phys. Rev. Lett.*, **65**, pp. 2646 (1990).
- [49] Z. Zhang et S. Satpathy, «Electromagnetic Wave Propagation in Periodic Structures: Bloch Wave Solution of Maxwell's Equations», *Phys. Rev. Lett.*, **65**, pp. 2650 (1990).

- [50] M. Plihal et A.A. Maradudin, «Photonic Band Structure of Two-Dimensional Systems: The Triangular Lattice», *Phys. Rev. B*, **44**(16), pp. 8565–8571 (octobre 1991).
- [51] P.R. Villeneuve et M. Piche, «Photonic Band Gaps in Two-Dimensional Square and Hexagonal Lattice», *Phys. Rev. B*, **46**, pp. 4969 (1992).
- [52] R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, J.D. Joannopoulos et O.L. Alerhand, «Accurate Theoretical Analysis of Photonic Band-Gap Materials», *Phys. Rev. B*, **48**, pp. 8434 (1993), Erratum: *Phys. Rev. B*, **55**, 15942(1997).
- [53] Z.Y. Li, B.Y. GU et G.Z. Yang, «Large Absolute Band Gap in 2D Anisotropic Photonic Crystals», *Phys. Rev. Lett.*, **81**(12), pp. 2574 (1998).
- [54] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House Inc., Norwood (1995).
- [55] M. Qiu, *Computational Methods for the Analysis and Design of Photonic Bandgap*, Thèse de doctorat, Royal Institute of technology (Stockholm) (2000).
- [56] J.P. Berenger, «A Perfectly Matched Layer for the Absorption of Electromagnetic Waves», *J. Comput. Phys.*, **114**, pp. 185–200 (1994).
- [57] D. Mulin, *Étude En Champ Proche Optique de la Propagation Du Champ Électromagnétique Dans Les Structures Planes Périodiques Sub-Longueur D'onde. Application Au Couplage Entre Guides D'onde Par Cristaux Photoniques.*, Thèse de doctorat, Laboratoire d'Optique PM Duffieux, Université de Franche-Comté (2000).
- [58] D. Mulin, M. Spajer, D. Courjon, F. Carcenac et Y. Chen, «Near-Field Probing of Optical Propagation in Bidimensional Guiding Mesostructures», *J. Appl. Phys.*, **87**(1), pp. 534–537 (janvier 2000).
- [59] G. Colas Des Francs M. Spajer D. Mulin, C. Girard et D. Courjon, «Near-Field Optical Probing of Two-Dimensional Photonic Crystals : Theory and Experiment», *Journal of Microscopy*, **202**(1), pp. 110–116 (avril 2001).
- [60] C. Girard, A. Dereux et C. Joachim, «Resonant Optical Tunnel Effect Through Dielectric Structures of Subwavelength Cross Sections», *Phys. Rev. E*, **59**(5), pp. 6097–6104 (mai 1999).
- [61] E. Yablonovitch, «Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics», *Phys. Rev. Lett.*, **58**(20), pp. 2059–2062 (mai 1987).
- [62] E. Yablonovitch et T.J. Gmitter, «Photonic Band Structure : The Face-Centered-Cubic Case», *Phys. Rev. Lett.*, **63**(18), pp. 1950–1953 (octobre 1989).

- [63] S. John, «Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices», *Phys. Rev. Lett.*, **58**(23), pp. 2486–2489 (juin 1987).
- [64] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve et S. Fan, «Photonic Crystals: Putting a New Twist on Light», *Nature (London)*, **386**(6621), pp. 143–149 (mars 1997).
- [65] J.-M. Lourtioz et Al., *Les Cristaux Photoniques Ou la Lumière En Cage*, Hermes France / Lavoisier, GET et Lavoisier, Paris (2003).
- [66] V. Mizeikis, S. Juodkakis, A. Marcinkevicius, S. Matsuo et H. Misawa, «Tailoring and Characterization of Photonic Crystals», *J. Photochemistry and Photobiology C: Photochemistry Reviews*, **2**, pp. 35–69 (2001).
- [67] C. Weisbuch, H. Benisty, M. Rattier, C.J.M. Smith et T.F. Krauss, «Advances in 2D Semiconductor Photonic Crystals», *Synthetic Metals*, **116**, pp. 449–452 (2001).
- [68] L. Pavesi, Z. Gaburro, L. Dal Negro, P. Bettotti, G. Vijaya Prakash, M. Cazanelli et C.J. Oton, «Nanostructured Silicon as a Photonic Material», *Optics and Lasers in Engineering*, **39**, pp. 345–368 (2003).
- [69] T. Charvolin, E. Hadji, E. Picard, M. Zelsman, M. Assous, B. Dalzotto, M. E. Nier, S. Tedesco, X. Letartre, P. Rojo-Roméo et C. Seassal, «Realization of Two-Dimensional Optical Devices Using Photonic Band Gap Structures on Silicon-on-Insulator», *Microelectronic Engineering*, **61-61**, pp. 545–548 (2002).
- [70] M. Li, M. Ishizuka, X. Liu, Y. Sugimoto, N. Ikeba et K. Asakawa, «Nanostructuring in Submicron-Level Waveguides with Femtosecond Laser Pulses», *Optics Commun.*, **212**, pp. 159–163 (October 2002).
- [71] D. Peyrade, Y. Chen, A. Talneau, M. Patrini, M. Galli, F. Marabelli, M. Agio, L.C. Andreani, E. Silberstein et P. Lalanne, «Fabrication and Optical Measurements of Silicon on Insulator Photonic Nanostructures», *Microelectron. Eng.*, **61-62**, pp. 529–536 (2002).
- [72] Masashi Nakao, Satoshi Oku, Hidenao Tanaka, Yasuo Shibata, Atsushi Yokoo, Toshiaki Tamamura et Hideki Masuda, «Fabrication of GaAs Hole Array as a 2D-Photonic Crystal and their Application to Photonic Bandgap Waveguide», *Opt. Quant. Elec.*, **34**(1), pp. 183–193 (January 2002).
- [73] R.D. Meade, K.D. Brommer, A.M. Rappe et J.D. Joannopoulos, «Existence of a Photonic Band Gap in Two Dimensions», *App. Phys. Lett.*, **61**(4), pp. 495–497 (juillet 1992).

- [74] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter et K.M. Leung, «Photonic Band Structure : The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms», *Phys. Rev. Lett.*, **67**(17), pp. 2295–2298 (octobre 1991).
- [75] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T.F. Krauss, R; Houdré et U. Oesterle, «Use of Guided Spontaneous Emission of a Semiconductor to Probe the Optical Properties of Two-Dimensional Photonic Crystals», *App. Phys. Lett.*, **71**(6), pp. 738–740 (août 1997).
- [76] E. Chow, S. Y. Lin, S.G. Johnson, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R. Wendt, G. A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou et A. Alleman, «Three-Dimensional Control of Light in a Two-Dimensional Photonic Crystal Slab», *Nature*, **407**(6807), pp. 983–986 (October 2000).
- [77] T. D. Happ, M. Kamp et A. Forchel, «Integration of 2D Photonic Crystals with Ridge Waveguide Lasers», *Opt. Quant. Elec.*, **34**, pp. 91–99 (2002).
- [78] W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, B. Luyssaert, P. Bienstman et R. Baets, «Fabrication of Photonic Crystals in Silicon-on-Insulator Using 248-Nm Deep UV Lithography», *IEEE J. Select. Topics in Quantum Electron.*, **8**(4), pp. 928–934 (July 2002).
- [79] I. Mikulskas, J. Mickevicius, J. Vaitkus, R. Tomasiunas, V. Grigaliunas, V. Kopustinskas et S. Meskinis, «Fabrication of Photonic Structures by Means of Interference Lithography and Reactive Ion Etching», *Applied Surface Science*, **186**, pp. 599–603 (2002).
- [80] G. Dale, R.M. Langford, P.J.S. Ewen et C.M. Reeves, «Fabrication of Photonic Band Gap Structures in $As_{40}S_{60}$ by Focused Ion Beam», *J. Non-crystalline solids*, **266-269**, pp. 913–918 (2000).
- [81] M. Koh, S. Sawara, T. Shinada, T. Goto, Y. Ando et I. Ohdomari, «Simple Nanostructuring on Silicon Surface by Mean of Focused Ion Beam and Wet Etching», *App. Surf. Sc.*, **162-163**, pp. 599–603 (2000).
- [82] H. Hosokawa, K. Shimojima, Y. Chino, C. E. Wen et M. Mabuchi, «Fabrication of Nanoscale Ti Honeycombs by Focused Ion Beam», **A344**, pp. 365–367 (2003).
- [83] D. Chiron, T. Trigaud et J.P. Moliton, «Optical Waveguides Etched in 6FDA-ODA by Focused Ion Beam», *Scanning Microscopy*, **124**, pp. 33–35 (2001).
- [84] J. Gierak, D. Mailly, G. Faini, J.L. Pelouard, P. Denk, F. Pardo, J.Y. Marzin, A. Septier, G. Schmid, J. Ferré, R. Hydman, C. Chappert, J. Flicstein, B. Gayral et J.M. Gérard, «Nano-Fabrication with Focused Ion Beam», *Microelect. Eng.*, **57-58**, pp. 865–875 (2001).

- [85] Y. Fu, Ngoi Kok Ann Bryan, O. N. Shing et H. Nguyen Phu Wyan, «Influence Analysis of Dwell Time on Focused Ion Beam Micromachining in Silicon», *Sensors and Actuators*, **79**, pp. 230–234 (2000).
- [86] C. G. Bostan, R. M. de Ridder, V. J. Gadjil, L. Kuipers et A. Driessen, «Line-Defect Waveguides in Hexagon-Hole Type Photonic Crystal Slabs: Design and Fabrication Using Focused Ion Beam Technology», (2003).
- [87] A. Sabac, *Etude, Réalisation et Caractérisation D'un Microinterféromètre de Mach-Zehnder Intégré sur Membrane Silicium Active*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2004).
- [88] C. Gorecki, «Optimization of Plasma-Deposited Silicon Oxinitride Films for Optical Channel Waveguides», *Optics and Lasers in Engineering*, **33**, pp. 15–20 (2000).
- [89] M. Józwik, C. Gorecki, A. Sabac, P. Delobelle et M. Kujawińska, «Evaluation of Micromechanical Properties of Buckled SiO_xN_y -Loaded Membranes by Combining the Twyman-Green Interferometry with Nanoindentation and Point-Wise Deflection Technique», *Optics and Lasers Engineering*, **41**, pp. 703–716 (2004).
- [90] J. Broeng, S. E. Barkou, A. Bjarkev, T. Sondergaard et E. Knudsen, «Review Paper : Crystal Fiber Technology», *DOPS-NYT 2*, pp. 22–28 (2000).
- [91] P.D. Prewett et G.L.R. Mair, *Focused Ion Beams from Liquid Metal Ion Sources*, Research Studies Press LTD. and John Wiley & Sons Inc. (1991).
- [92] M.L.M. Balistreri, A. Driessen, J.P. Korterik, L. Kuipers et N.F. Van Hulst, «Quasi Interference of Perpendicularly Polarized Guided Modes Observed with a Photon Scanning Tunneling Microscope», *Opt. Lett.*, **25**(9), pp. 637–638 (mai 2000).
- [93] M.L.M. Balistreri, J.P. Korterik, L. Kuipers et N.F. Van Hulst, «Local Observations of Phase Singularities in Optical Fields in Waveguide Structures», *Phys. Rev. Lett.*, **85**(2), pp. 294–297 (juillet 2000).
- [94] D.W. Pohl, «Near-Field Optics : Light for the World of Nano-Scale Science», **264**, pp. 250–254 (1995).
- [95] D. Courjon et C. Bainier, *Le Champ Proche Optique, Théorie et Applications*, Springer (2001).
- [96] U. Dürig, D.W. Pohl et F. Rohmer, «Near-Field Optical Scanning Microscopy», *J. Appl. Phys.*, **59**(10), pp. 3318–3327 (May 1986).

- [97] R. Toledo-Crow, P. C. Yang, Y. Chen et M. Vaez-Iravani, «Near-Field Differential Scanning Optical Microscope with Atomic Force Regulation», *Appl. Phys. Lett.*, **60**(24), pp. 2957–2959 (1992).
- [98] E. Betzig, P. Finn et J. S. Weiner, «Combined Shear-Force and Near-Field Scanning Optical Microscopy», *Appl. Phys. Lett.*, **60**(20), pp. 2484–2486 (1992).
- [99] C. Vannier, *Réalisation et Validation D'un Microscope Optique En Champ Proche À Faibles Artéfacts Optiques. Apport D'un Éclairage Isotrope et D'une Source À Effet Raman.*, Thèse de doctorat, UFR Sciences et Techniques de l'Université de Franche-Comté (2002).
- [100] K. Karrai et R. D. Grober, «Tip-Sample Distance Control for Near-Field Scanning Optical Microscopes», *Proc. SPIE*, **2535**, pp. 69 (1995).
- [101] P. Günther, U.C. Fischer et K. Dransfeld, «Scanning Near-Field Acoustic Microscopy», *Appl. Phys. B*, **48**(89), pp. 21 (1989).
- [102] W. H. J. Rensen, N. F. Van Hulst, A. G. T. Ruiten et P. E. West, «Atomic Steps with Tuning-Fork-Based Noncontact Atomic Force Microscopy», *Appl. Phys. Lett.*, **75**, pp. 1640 (1999).
- [103] H. Edwards, L. Taylor, W. Duncan et A.J. Melmed, «Fast, High Resolution Atomic Force Microscopy Using a Quartz Tuning Fork Asactuator and Sensor», *J. Appl. Phys.*, **82**(3), pp. 980 (1997).
- [104] J. Salvi, P. Chevassus, A. Mouflard, S. Davy, M. Spajer, D. Courjon, K. Hjort et L. Rosengren, «Piezoelectric shear force detection: A geometry avoiding critical tip/tuning fork gluing», *Rev. Sci. Instrum.*, **64**(4), pp. 1744–1746 (April 1998).
- [105] W. A. Atia et C. C. Davis, «A Phase-Locked Shear-Force Microscope for Distance Regulation in Near-Field Optical Microscopy», *Appl. Phys. Lett.*, **70**(4), pp. 405–407 (1997).
- [106] F. Zenhausern, M.P. O'Boyle et H. K. Wickramasinghe, «Apertureless Near-Field Optical Microscope», *Appl. Phys. Lett.*, **65**(13), pp. 1623–1625 (1994).
- [107] N. F. Van Hulst, M. H. P. Moers, O. F. J. Noordman, T. Faulkner, F. B. Sergerink, K. O. Van der Werf, B. G. de Grooth et B. Bölger, «Operation of a Scanning Near Field Optical Microscope in Reflection in Combination with a Scanning Force Microscope», *SPIE, Scanning Probe Microscopies*, **1639**, pp. 36–43 (1992).
- [108] L. Salomon, F. de Fornel et J.P. Goudonnet, «Sample-Tip Coupling Efficiencies of the Photon Scanning Tunneling Microscope», *J. Opt. Soc. Am. A*, **8**(12), pp. 2009–2015 (1991).

- [109] J. A. Veerman, A. M. Otter, L. Kuipers et N. F. Van Hulst, «High Definition Aperture Probes for Near-Field Optical Microscopy Fabricated by Focused Ion Beam Milling», *Appl. Phys. Lett.*, **72**(24), pp. 3115–3117 (1998).
- [110] M. Spajer, G. Parent, C. Bainier et D. Charraut, «Shaping the Reflection Near-Field Optical Probe: Finite Domain Time Difference Modelling and Fabrication Using a Focused Ion Beam», *J. Microscopy*, **202**(1), pp. 45–49 (2001).
- [111] E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson et E. Kratschmer, «Near-Field Scanning Optical Microscopy (NSOM), Development and Biophysical Applications», *Biophys. J.*, **62**, pp. 269–279 (1986).
- [112] E. Betzig, J. K. Trautmann, T. D. Harris, J. S. Weiner et R. L. Kostelak, «Breaking the Diffraction Barrier: Optical Microscopy on a Nanometric Scale», *science reprint series*, **251**, pp. 1468–1470 (1991).
- [113] M. N. Islam, X. K. Zhao, A. A. Said, S. S. Mickel et C. F. Vail, «High-Efficiency and High-Resolution Fiber-Optic Probes for Near-Field Imaging and Spectroscopy», *Appl. Phys. Lett.*, **71**(20), pp. 2886–2888 (1997).
- [114] Y. Zhou, M. K. Chin, K. S. Lai et C. C. K. Wong, «Low-Loss Measurement in Partially Buried Optical Waveguides on Glass with a Plastic Prism», *Appl. Opt.*, **36**(21), pp. 5089–5090 (July 1997).
- [115] J. Rams, «Near-Field Characterization of Thin Planar Optical Waveguides», *J. Mod. Opt.*, **46**(7), pp. 1137–1147 (1999).
- [116] C. Lienau, A. Richter, A. Klehr et T. Elsaesser, «Near Field Scanning Optical Microscopy of Polarization Bistable Laser Diodes», *Appl. Phys. Lett.*, **69**(17), pp. 2471–2473 (October 1996).
- [117] R. Cella, B. Mersali, A. Bruno, S. Davy, H. Brückner et C. Licoppe, «Optical Mode Propagation Along Tapered Amplifiers and Outside Microlens Fibers by Scanning Microscopy with Dielectric Local Probes», *J. Appl. Phys.*, **78**(7), pp. 2753–2756 (October 1995).
- [118] D. P. Tsai, H. E. Jackson, R. C. Reddick, S. H. Sharp et R. J. Warmack, «Photon Scanning Tunneling Microscope Study of Optical Waveguides», *Appl. Phys. Lett.*, **56**(16), pp. 1515–1517 (April 1990).
- [119] Y. Wang, M. H. Chudgar, H. E. Jackson, J. S. Miller, G. N. De Brabander et J. T. Boyd, «Characterization of Si_3N_4/SiO_2 Optical Channel Waveguides by Photon Scanning Tunneling Microscopy», *SPIE Integrated Optics and Microstructures*, **1793**, pp. 66–69 (1992).

- [120] C. D. Poweleid, D. H. Naghski, S. M. Lindsay, J. T. Boyd et H. E. Jackson, «Near Field Scanning Optical Microscopy Measurements of Optical Intensity Distributions in Semiconductor Channel Waveguides», *Appl. Phys. Lett.*, **69**(23), pp. 3471–3473 (December 1996).
- [121] S. Bourzeix, J. M. Moison, F. Mignard, F. Barthe, A. C. Boccara, C. Licoppe, B. Mersali, M. Allovon et A. Bruno, «Near-Field Optical Imaging of Light Propagation in Semiconductor Waveguide Structures», *Appl. Phys. Lett.*, **73**(8), pp. 1035–1037 (August 1998).
- [122] S. Tascu, P. Moretti, S. Kostritskii et B. Jacquier, «Optical Near-Field Measurements of Guided Modes in Various Processed $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ Channel Waveguides», *Opt. Mater.*, **24**, pp. 297–302 (2003).
- [123] A. G. Choo, H. E. Jackson, U. Thiel, G. N. de Brabander et J. T. Boyd, «Near Field Measurements of Optical Channel Waveguides and Directional Couplers», *Appl. Phys. Lett.*, **65**(8), pp. 947–949 (August 1994).
- [124] H.E. Jackson, S.M. Lindsay, C.D. Poweleid, D.H. Naghski, G.N. de Brabander et J.T. Boyd, «Near Field Measurements of Optical Channel Waveguide Structures», *Ultramicroscopy*, **61**, pp. 295–298 (1995).
- [125] M. Loncar, D. Nedeljkovic, T. Doll, J. Vuckovic, A. Scherer et T.P. Pearsell, «Waveguiding in Planar Photonic Crystals», *App. Phys. Lett.*, **77**(13), pp. 1937–1939 (septembre 2000).
- [126] V. V. Poborchii, T. Tada et T. Kanayama, «Si Pillar Photonic Crystal Slab with Linear Defects : Transmittance and Waveguides Properties», *Opt. Comm.*, **210**, pp. 285–290 (août 2002).
- [127] T. Baba, N. Fukayama et J. Yonekura, «Light Propagation Characteristics of Straight Single-Line-Defect Waveguides in Photonic Crystal Slabs Fabricated Into a Silicon-on-Insulator Substrate», *IEEE J. quantum electron.*, **38**(7), pp. 743–752 (2002).
- [128] S. Yamada, T. Koyama, Y. Katayama, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa, N. Kawai et K. Inoue, «Observation of Light Propagation in Two-Dimensional Photonic Crystal-Based Bent Optical Waveguide», *J. Appl. Phys.*, **89**(2), pp. 855–858 (2001).
- [129] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa et T. Takemori, «Confined Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional $AlGaAs$ Photonic Crystal», *Phys. Rev. Lett.*, **86**(11), pp. 2289–2292 (2001).
- [130] E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, «Quantitative Analysis of Bending Efficiency in Photonic-Crystal Waveguide Bends at $\lambda = 1.55\mu m$ Wavelengths», *Opt. Lett.*, **26**(5), pp. 286–288 (2001).

- [131] A. Talneau, L. Le Gouezigou et N. Bouadma, «Quantitative Measurement of Low Propagation Losses at 1.55 μM on Planar Photonic Crystal Waveguides», *Opt. Eng.*, **26**(16), pp. 1259 – 1261 (2001).
- [132] Eric B. McDaniel, J. W. P. Hsu, Lori S. Goldner, R. J. Tonucci, Eric L. Shirley et Garnett W. Bryant, «Local Characterization of Transmission Properties of a Two-Dimensional Photonic Crystal», *Phys. Rev. B*, **55**(16), pp. 10878–10880 (April 1997).
- [133] G. W. Bryant, E. L. Shirley, L. S. Goldner, E. B. McDaniel And J. W. P. Hsu et R. J. Tonucci, «Theory of Probing a Photonic Crystal with Transmission Near-Field Optical Microscopy», *Phys. Rev. B*, **58**(4), pp. 2131–2141 (July 1998).
- [134] I. I. Smolyaninov, W. Atia et C. C. Davis, «Near-Field Optical Microscopy of Two-Dimensional Photonic and Plasmonic Crystals», *Phys. Rev. B*, **59**(3), pp. 2454–2460 (1999).
- [135] Shanhui Fan, Ian Appelbaum et J. D. Joannopoulos, «Near-Field Scanning Optical Microscopy as a Simultaneous Probe of Fields and Band Structure of Photonic Crystals: A Computational Study», *Appl. Phys. Lett.*, **75**(22), pp. 3461–3463 (November 1999).
- [136] Koichi Okamoto, Marko Lončar, Tomoyuki Yoshie, Axel Scherer, Yueming Qiu et Pawan Gogna, «Near-Field Scanning Optical Microscopy of Photonic Crystal Nanocavities», *Appl. Phys. Lett.*, **82**(11), pp. 1676–1678 (March 2003).
- [137] E. Flück, N. F. Van Hulst, W. L. Vos et L. Kuipers, «Near-Field Optical Investigation of Three-Dimensional Photonic Crystals», *Phys. Rev. E*, **68**(015601(R)), pp. 1–4 (2003).
- [138] C. Peeters, E. Flück, A.M. Otter, M.L.M. Balistreri, J.P. Korterik et L. Kuipers, «Photon Scanning Tunneling Microscopy of Tailor-Made Photonic Structures», *App. Phys. Lett.*, **77**(1), pp. 142–144 (juillet 2000).
- [139] E. Flück, N. F. Van Hulst, W. L. Vos et L. Kuipers, «Near-Field Probing of Photonic Crystals», *Photonics and nanostructures - fundamentals and applications*, **2**, pp. 127–135 (2004).
- [140] P. L. Phillips, J. C. Knight, B. J. Mangan, P. St. J. Russell, M. D. B. Charlton et G. J. Parker, «Near-Field Optical Microscopy of Thin Photonic Crystal Films», *J. Appl. Phys.*, **85**(7), pp. 6337 (May 1999).
- [141] A. L. Campillo, J. W. P. Hsu, C. A. White et A. Rosenberg, «Mapping the Optical Intensity Distribution in Photonic Crystals Using a Near-Field Scanning Optical Microscope», *J. Appl. Phys.*, **89**(5), pp. 2801–1807 (March 2001).

- [142] S. I. Bolzhevolnyi, V. S. Volkov, T. Søndergaard, A. Boltasseva, P. I. Borel et M. Kristensen, «Near-Field Imaging of Light Propagation in Photonic Crystal Waveguides : Explicit Role of Bloch Harmonics», *Phys. Rev. B*, **66**(235204), pp. 1–9 (2002).
- [143] S. I. Bolzhevolnyi, V. S. Volkov, J. Arentoft, A. Boltasseva, T. Søndergaard et M. Kristensen, «Direct Mapping of Light Propagation in Photonic Crystal Waveguides», *Opt. Comm.*, **212**, pp. 51–55 (octobre 2002).
- [144] T. Baba, N. Fukaya et J. Yonekura, «Observation of Light Propagation in Photonic Crystal Optical Waveguides with Bends», *Europhys. Lett.*, **35**(8) (April 1999).
- [145] A. M. Zheltikov, S. A. Magnitskii et A. V. Tarasishin, «Two-Dimensional Photonic Crystals with a Lattice Defect: Spectrum of Defect Modes, Localization of Light and Formation of Evanescent Waves», *J. Exp. and Theor. Ph.*, **117**(4), pp. 691–701 (2000).
- [146] B. Cluzel, D. Gérard, E. Picard, T. Charvolin, V. Calvo, E. Hadji et F. de Fornel, «Experimental Demonstration of Bloch Mode Parity Change in Photonic Crystal Waveguide», *Appl. Phys. Lett.*, **85**(14), pp. 2682–2684 (October 2004).
- [147] D. Gérard, L. Berguiga, F. de Fornel, L. Salomon, C. Seassal, X. Letartre et P. Rojo-Romeo et P. Viktorovitch, «Near-Field Probing of Active Photonic-Crystal Structures», *Opt. Lett.*, **27**(3), pp. 173–175 (février 2002).
- [148] P. Kramper, M. Kafesaki, C. M. Soukoulis, A. Birner, F. Müller, U. Gösele, R. B. Wehrspohn, J. Mlynek et V. Sandoghdar, «Near-Field Visualization of Light Confinement in a Photonic Crystal Microresonator», *Opt. Lett.*, **29**(2), pp. 174–176 (January 2004).
- [149] D.-J. Shin, S.-H. Kim, J.-K. Hwang, H.-Y. Ryu, H.-G. Park, D.-S. Song et Y.-H. Lee, «Far- and Near-Field Investigations on the Lasing Modes in Two-Dimensional Photonic Crystal Slab Lasers», *IEEE J. Quant. Electron.*, **38**(7), pp. 857–866 (July 2002).
- [150] R. Bachelot, G. Lerondel, S. Blaize, S. Aubert, A. Bruyant et P. Royer, «Probing Photonic and Optoelectronic Structures by Apertureless Scanning Near-Field Optical Microscopy», *Microsc. Res. Tech.*, **64**(5-6), pp. 441–452 (2004).
- [151] E. Flück, M. Hammer, A. M. Otter J. P. Korterik, L. Kuipers et N. F. Van Hulst, «Amplitude and Phase Evolution of Optical Fields Inside Periodic Photonic Structures», *J. Lightwave Technol.*, **21**(5), pp. 1384–1393 (May 2003).
- [152] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré et G.-H. Duan, «Hole Depth- and Shape-Induced Radiation Losses in Two-Dimensional Photonic Crystals», *Appl. Phys. Lett.*, **82**(7), pp. 1009 –

- 1011 (2003).
- [153] R. Ferrini, R. Houdré, H. Benisty, M. Qiu et J. Moosburger, «Radiation Losses in Planar Photonic Crystals: Two-Dimensional Representation of Hole Depth and Shape by an Imaginary Dielectric Constant», *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**(3), pp. 469–478 (2003).
- [154] H. Benisty, Ph. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C.J.M. Smith, T.F. Krauss, C. Jouanin et D. Cassagne, «Finite-Depth and Intrinsic Losses in Vertically Etched Two-Dimensional Photonic Crystals», *Opt. Quant. Elec.*, **34**, pp. 205–215 (2002).
- [155] Ph. Lalanne et H. Benisty, «Out-of-Plane Losses of Two-Dimensional Photonic Crystals Waveguides : Electromagnetic Analysis», *J. Appl. Phys.*, **89**(2), pp. 1512 – 1514 (2001).
- [156] M. Kamp, T. Happ, S. Mahnkopf, G. Duan et S. Anand A. Forchel, «Semiconductor Photonic Crystals for Optoelectronics», *Physica E*, **21**, pp. 802–808 (2004).
- [157] L; Wu, M. Mazilu, J.-F. Gallet et T. F. Krauss, «Square Lattice Photonic Crystal Collimator», *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, **1**, pp. 31–36 (2003).
- [158] C. Restouin, S. Massy, C. Darraud-Taupiac et A. Barthelemy, «Fabrication of 1D and 2D Structures at Submicrometer Scale on Lithium Niobate by Electron Beam Bombardment», *Opt. Mater.*, **22**, pp. 193–199 (2003).
- [159] V. Foglietti, E. Cianci, D. Pezzeta, C. Sibilìa, M. Marangoni, R. Osellame et R. Ramponi, «Fabrication of Band-Gap Structures in Planar Nonlinear Waveguides for Second Harmonic Generation», *Microelectron. eng.*, **67-68**, pp. 742 – 748 (2003).
- [160] M.-P. Bernal, N. Courjal, F. Lacour, M. Roussey, F. Baida, Y. Poujet et D. Van Labeke, «Reconfigurable Lithium Niobate Photonic Crystals», *Poster NFO8* (2004).
- [161] EMIS Data Reviews Series No. 5, *Properties of Lithium Niobate*, IN-SPEC, London and New York (1989).
- [162] S. Yin, «Lithium Niobate Fibers and Waveguides: Fabrications and Applications», *Proceedings of the IEEE*, **87**(11), pp. 1962–1974 (November 1999).
- [163] F. Lacour, N. Courjal, M.-P. Bernal, A. Sabac, C. Bainier et M. Spajer, «Nanostructuring Lithium Niobate Substrate by Focused Ion Beam», *Optical Materials*, **27**(8), pp. 1421–1425 (2005).
- [164] I.P. Kaminow et J.R. Carruthers, «Optical Waveguiding Layers in $LiNbO_3$ and $LiTaO_3$ », *Appl. Phys. Lett.*, **22**, pp. 326–329 (1973).

- [165] R.V Schmidt et I.P. Kaminow, «Metal Diffused Optical Waveguides in $LiNbO_3$ », *Appl. Phys. Lett.*, **25**, pp. 458 (1974).
- [166] N. Courjal, *Modulateur $LiNbO_3$ À Faible Chirp Par Inversion de Domaine Ferro-Électrique*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2002).
- [167] A. Martinez, *Convertisseur En Longueur D'onde Intégré sur Niobate de Lithium Périodiquement Inversé. Étude de la Génération de Fréquence Différence Indépendante de la Polarisation*, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté (2002).
- [168] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt et R. L. Byer, «Quasi-Phased-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances», *J. Quantum Electron.*, **28**(11), pp. 2631–2654 (November 1992).
- [169] D. Xue, S. Wu, Y. Zhu, K. Terabe, K. Kitamura et J. Wang, «Nonoscale Domain Switching at Crystal Surfaces of Lithium Niobate», *Chem. Phys. Lett.*, **377**, pp. 475–480 (2003).
- [170] P. Ni, B. Ma, S. Feng, B. Cheng et D. Zhang, «Multiple-Wavelength Second-Harmonic Generations in a Two-Dimensional Periodically Poled Lithium Niobate», *Optics Commun.*, **233**(1-3), pp. 199–203 (2004).
- [171] J. He, S.H. Tang, Y.Q. Qin, P. Dong, H.Z. Zhang, C.H. Kang, W.X. Sun et Z.X. Shen, «Two-Dimensional Structures of Ferroelectric Domain Inversion in $LiNbO_3$ by Direct Electron Beam Lithography», *J. Appl. Phys.*, **93**(12), pp. 9943–9946 (June 2003).
- [172] I.E. Barry, G.W. Ross, P.G.R. Smith, R.W. Eason et G. Cook, «Microstructuring of Lithium Niobate Using Differential Etch-Rate Between Inverted and Non-Inverted Ferroelectric Domains», *Mater. Lett.*, **37**(4-5), pp. 246 – 254 (1998).
- [173] I.E. Barry, G.W. Ross, P.G.R. Smith et R. W. Eason, «Ridge Waveguides in Lithium Niobate Fabricated by Differential Etching Following Spatially Selective Domain Inversion», *Appl. Phys. Lett.*, **74**(10), pp. 1487 – 1488 (1999).
- [174] P.T. Brown, S. Mailis, I. Zergioti et R.W. Eason, «Microstructuring of Lithium Niobate Single Crystals Using UV Laser Modification of Etching Characteristics», *Opt. Mater.*, **20**, pp. 125–134 (2002).
- [175] Masashi Tamura et Shinzo Yoshikado, «Etching Characteristics of $LiNbO_3$ Crystal by Fluorine Gas Plasma Reactive Ion Etching», *Surface and Coatings Technology*, **169-170**, pp. 203–207 (2003).

- [176] J. L. Jackel, C.E. Rice et J.J. Veselka, «Proton Exchange for High-Index Waveguides in $LiNbO_3$ », *Appl. Phys. Lett.*, **41**(7), pp. 607–608 (1982).
- [177] R.A. Becker, «Comparison of Guided-Wave Interferometric Modulators Fabricated on $LiNbO_3$ Via Ti Diffusion et Proton Exchange», *Appl. Phys. Lett.*, **43**, pp. 131–133 (1983).
- [178] A. Yi-Yan, «Index Instabilities in Proton-Exchanged $LiNbO_3$ Waveguides», *Appl. Phys. Lett.*, **42**, pp. 633–635 (1983).
- [179] M.L. Bortz et M.M. Fejer, «Annealed Proton-Exchanged $LiNbO_3$ Waveguides», *Opt. Eng.*, **16**(23), pp. 1844–1846 (1991).
- [180] S. Massy, C. Restouin et C. Darraud A. Barthelemy, «Structures Périodiques Bidimensionnelles sur $LiNbO_3$ et $H_xLi_{1-x}NbO_3$ Réalisées Par Bombardement Par Faisceaux D'électrons», dans *JNOG*, Valence (France) (2003).
- [181] N. G. R. Broderick, G. W. Ross, H. L. Offerhaus, D. J. Richardson et D. C. Hanna, «Hexagonally Poled Lithium Niobate: A Two-Dimensional Nonlinear Photonic Crystal», *Phys. Rev. Lett.*, **84**(19), pp. 4345–4348 (2000).
- [182] A. Chowdhury, C. Staus, B. F. Boland, T. F. Kuech et L. McCaughan, «Experimental Demonstration of $15351555 - nm$ Simultaneous Optical Wavelength Interchange with a Nonlinear Photonic Crystal», *Opt. Lett.*, **26**(17), pp. 1353–1355 (2001).
- [183] W. W. Chee, P. T. Rakich, S. G. Johnson, M. Qi, H. I. Smith, Y. B. Jeon, G. Barbastathis, S. G. Kim, E. P. Ippen et L. C. Kimerling, «Strain-Tunable Silicon Photonic Band Gap Microcavities in Optical Waveguides», *Appl. Phys. Lett.*, **84**(8), pp. 1242 – 1244 (2004).
- [184] P. Xie et Z.Q. Zhang, «Dynamical Control of Light Propagation in Nonlinear Photonic Crystals by Applied Electric Fields», *J. Appl. Phys.*, **95**(4), pp. 1630 – 1633 (2004).
- [185] H. Takeda et K. Yoshino, «Tunable Photonic Band Gaps in Two-Dimensional Photonic Crystals by Temporal Modulation Based on the Pockels Effect», *Phys. Rev. E*, **69**(1) (2004).
- [186] S. K. Jun et Y. S. Cho, «Deformation-Induced Bandgap Tuning of 2D Silicon-Based Photonic Crystals», *Opt. Express*, **11**, pp. 2769 (2003).
- [187] M. M. de Lima, R. Hey et P. V. Santos, «Active Photonic Crystals Based on Surface Acoustic Waves», *Appl. Phys. Lett.*, **83**(15), pp. 2997 – 2999 (2003).
- [188] N. Malkova, S. W. Kim et V. Gopalan, «Strain Tunable Light Transmission Through a 90° Bend Waveguide in a Two-Dimensional Photonic Crystal», *Appl. Phys. Lett.*, **83**(8), pp. 1509 – 1511 (2003).

- [189] N. Malkova et V. Gopalan, «Strain-Tunable Optical Valves at T-Junction Waveguides in Photonic Crystals», *Phys. Rev. B*, **68**(24) (2003).
- [190] B. Wild, R. Ferrini, R. Houdré, M. Mulot, S. Anand et C. J. M. Smith, «Temperature Tuning of the Optical Properties of Planar Photonic Crystal Microcavities», *Appl. Phys. Lett.*, **84**(6), pp. 846 – 848 (2004).
- [191] X. Chun, X. Hu, Y. Li, X. Liu, R. Fu et J. Zi, «Semiconductor-Based Tunable Photonic Crystals by Means of an External Magnetic Field», *Phys. Rev. B*, **68**(19) (2003).

Résumé

Les nanostructures et les cristaux photoniques en particulier ont enrichi les possibilités de l'optique guidée : guides d'onde de tailles submicroniques, virages à angle droit, cavités résonnantes, fibres. Associés aux guides d'onde traditionnels, ils devraient permettre une intégration d'un nombre croissant de fonction sur le composant : adressage, filtrage spectral, traitement du signal, capteurs... Cependant, la fabrication de telles structures reste un défi technologique, notamment à cause de la parfaite homogénéité ainsi que de la taille nanométrique des gravures qu'elle nécessite.

Dans cette thèse, après en avoir déterminé les différents paramètres par calcul de bande et FDTD, nous proposons deux méthodes de fabrication de nanostructures associées à des guides d'onde basées

sur l'utilisation d'un faisceau d'ions focalisé (FIB). Une première méthode permet la gravure des nanostructures par FIB seul, une seconde combine l'action du FIB et de la RIE.

Les structures sont réalisées sur des substrats où ont été préalablement déposés les guides d'onde. La fabrication a été validée pour une structure multicouche $SiO_2/SiON/SiO_2$ déposée sur un substrat de Silicium. Des résultats partiels ont été obtenus pour le niobate de lithium, qui est un matériau difficile à nanostructurer par les méthodes habituelles.

Enfin un microscope en champ proche optique de type SNOM a été développé dans le but de caractériser les nanostructures, cette méthode étant imposée par le fort confinement de la lumière.

Mots-clés

Caractérisation de nanostructures, Cristaux Photoniques planaires, FDTD, Fabrication FIB, Niobate de Lithium, Microscopie optique en champ proche (SNOM)

Abstract

Nanostructures and particularly photonic crystals give us new opportunities for guided optics : submicronic scale waveguides, 90 degrees bends, resonant cavities, fiber. Combined to traditional optical waveguides, they should permit a higher integration of numerous functions on the component : evanescent addressing modes, spectral filter, signal processing, sensors... Nevertheless, the fabrication of such structures remains a challenge because of accurate requirement concerning the perfect homogeneity and the nanometer scale etching that is needed.

In this thesis, after the different parameters have been determined by a band solver and FDTD calculations, two methods based on Focused Ion Beam (FIB) are proposed to fabricate nanostructures com-

bined with waveguides. In a first method, nanostructures are directly etched by FIB milling and in a second one we combine FIB milling and RIE.

The structures are fabricated on a substrate where the waveguides are previously deposited. These methods of fabrication have been validated for a multilayer structure ($SiO_2/SiON/SiO_2$) deposited on *Si* substrate. Partial results have been determined for Lithium Niobate, on which the usual nanostructuring methods are less efficient.

Finally we have developed a near-field microscope (SNOM) to characterize the nanostructures. This method is imposed by the high confinement of light in the structures.

Keywords

Nanostructures Characterization, planar photonic crystals, FDTD, FIB fabrication, Lithium Niobate, Near-field Optical Microscope (SNOM)