



HAL
open science

Micro-nano structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière

Lydie Ferrier

► **To cite this version:**

Lydie Ferrier. Micro-nano structures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2008. Français. NNT : . tel-00625602

HAL Id: tel-00625602

<https://theses.hal.science/tel-00625602>

Submitted on 22 Sep 2011

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

pour obtenir le grade de

Docteur de l'école Centrale de Lyon

présentée et soutenue publiquement le 10 décembre 2008

par

Lydie FERRIER

Micro-nanostructures à base de cristaux photoniques pour le contrôle 3D de la lumière

Composition du jury

Rapporteurs : Mr Eric CASSAN
Mr Jean-Louis OUDAR

Examineurs : Mr Joel BELLESSA
Mr Olivier GAUTHIER-LAFAYE
Mr Xavier LETARTRE
Mr Pierre VIKTOROVITCH

Mis en page avec la classe thloria.

Table des matières

Remerciements	1
Introduction	3
1 Les cristaux photoniques, briques de base des circuits photoniques intégrés	9
1.1 Qu'est ce qu'un cristal photonique?	10
1.2 Quelques notions essentielles	12
1.2.1 Structure de bandes et première zone de Brillouin	12
1.2.2 Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin	13
1.2.3 Lois d'échelles	14
1.2.4 Illustration de la structure de bandes, origine de la bande interdite	15
1.2.5 Cristaux photoniques 2D	17
1.2.6 Cristaux photoniques 2D : approche membranaire	19
1.3 Stratégies de confinements dans les cristaux photoniques 2D membranaires	22
1.3.1 Modes de Bloch situés au dessous de la ligne de lumière	24
1.3.2 Modes de Bloch situés au dessus de la ligne de lumière	24
1.3.3 Caractéristiques des modes de Bloch au dessus du cône de lumière	25
1.3.4 Cristaux photoniques membranaires et intégration	26
1.4 Choix des micropiliers ou microplots	27
1.5 Outils numériques	28
1.6 Organisation du manuscrit	30
2 Microlasers à émission par la surface : exploitation de modes à fortes résonances	33
2.1 Présentation du cristal photonique étudié	34
2.2 Modes de Bloch dans une structure de dimension finie : un peu de formalisme	37
2.2.1 Cas de la structure infinie	37
2.2.2 Cas de la structure de taille finie	37
2.2.3 Dynamique du mode de Bloch dans une structure de taille latérale finie	40

2.2.4	Sources de pertes dans un cristal photonique de dimensions finies	40
2.3	Etude du facteur de qualité dans une structure de dimensions finies	41
2.3.1	Facteur de qualité du mode A1 dans un cristal photonique 2D uniforme	41
2.3.2	Facteur de qualité vertical	43
2.3.3	Etude des fuites latérales	44
2.4	Stratégies de confinement du mode de Bloch en Γ	46
2.4.1	Réduction des pertes latérales	46
2.4.2	Réduction des dimensions du puits	50
2.4.3	Réduction des fuites hors du plan	53
2.5	Réalisation expérimentale	56
2.5.1	Conception des structures	56
2.5.2	Description du procédé technologique sur substrat SOI ou miroir de Bragg	56
2.5.3	Description du banc de caractérisation de photoluminescence	61
2.5.4	Description du banc de champ proche optique	62
2.5.5	Résultats expérimentaux sur membrane InP+BQ sur substrat SOI	63
2.5.6	Structures laser optimisées	67
2.6	Conclusion	82
3	Miroirs et microcavités : exploitation de modes faiblement résonants	85
3.1	Principe des miroirs à cristaux photoniques	87
3.1.1	Cas du cristal photonique de taille latérale infinie	87
3.1.2	Quelques exemples	88
3.2	Miroirs large bande à base de cristaux photonique 1D ou 2D	92
3.2.1	Conception des réflecteurs à base de cristaux photoniques	92
3.2.2	Fabrication des miroirs à cristaux photoniques 1D ou 2D	97
3.2.3	Caractérisation des miroirs à cristaux photoniques 1 ou 2D	98
3.2.4	Résultats de caractérisation des miroirs à CP 1D	100
3.2.5	Résultats de caractérisation des miroirs à CP 2D	100
3.2.6	Conclusion	102
3.3	Dispositifs passifs : cavités à double cristaux photoniques 1D	102
3.3.1	Conception et fabrication des microcavités	106
3.3.2	Caractérisation des microcavités passives	109
3.4	Microcavité active constituée de deux miroirs à cristaux photoniques	113
3.4.1	Résultats de simulations sur la microcavité	113
3.4.2	Etapas de fabrication de la microcavité active	115
3.4.3	Résultats de caractérisation	115
3.5	Conclusion	116

4	Contrôle du diagramme de rayonnement de dispositifs à base de cristaux photoniques	119
4.1	Emission d'un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière	120
4.1.1	Cas du cristal photonique de taille latérale infinie	121
4.1.2	Cas du cristal photonique de taille latérale finie	121
4.1.3	Méthode du calcul du diagramme de rayonnement	122
4.1.4	Mécanismes du couplage dans une structure de taille finie, allure du diagramme de rayonnement	122
4.1.5	Ajout d'une structuration verticale	128
4.2	Contrôle du diagramme de rayonnement	131
4.2.1	Modification de la symétrie au sein d'une cellule élémentaire	131
4.2.2	Modification de la symétrie de l'enveloppe	135
4.2.3	Conclusion	140
4.3	Résultats expérimentaux	141
4.3.1	Principe de la visualisation expérimentale du diagramme de rayonnement	141
4.3.2	Microlasers à émission par la surface	142
4.4	Conclusion	147
5	Couplage entre un guide d'onde ruban et un cristal photonique	149
5.1	Couplage entre un guide d'onde et un résonateur supportant un mode <i>stationnaire</i> : un peu de formalisme	152
5.1.1	Couplage monomode	152
5.1.2	Couplage à deux modes dégénérés de symétries opposées	156
5.1.3	Une autre application : Filtre directif vertical (ou filtre "add-drop")	159
5.2	Conditions de couplage entre un guide et un cristal photonique	163
5.3	Etude des guides d'onde réfractifs en silicium	164
5.4	Couplage au réseau de piliers	165
5.4.1	Conception du guide d'onde pour le couplage au réseau de piliers	167
5.4.2	Etude en fonction de la distance guide-cristal photonique	167
5.4.3	Modes d'ordre supérieur	170
5.4.4	Couplage avec une hétérostructure à piliers	171
5.4.5	Conclusion	172
5.5	Couplage avec une cavité double cristaux photoniques 1D	172
5.5.1	Description de la microcavité et ses originalités	172
5.5.2	Modes présents dans la cavité	174
5.5.3	Conclusion	180
5.6	Add-drop vertical	180

5.6.1	Etude du transfert directif et sélectif en longueur d'onde entre les deux niveaux guides	181
5.6.2	Conclusion	186
5.7	Fabrication des échantillons en silicium, dans la silice	186
5.7.1	Conception des masques	187
5.8	Conclusion	189
	Conclusion et perspectives	191
	A Symétries des modes dans les cristaux photoniques	195
	B Couplage entre un guide d'onde et une hétérostructure à cristal photonique	215
	Liste des publications	219
	Bibliographie	221
		231

Remerciements

Je tiens à remercier ici l'ensemble des gens qui ont participé à ce travail de thèse. Je souhaite tout d'abord adresser de chaleureux et sincères remerciements aux personnes avec qui j'ai partagées un projet, une discussion, un bureau, un café... car j'ai toujours beaucoup appris durant ces trois années. Il s'agit de l'ensemble des membres de l'INL, les équipes d'enseignements d'électronique et de physique, les non-permanents thésards et post-doc de l'équipe photonique et du laboratoire entier, des ingénieurs et techniciens pour l'aide apportée au quotidien.

Je souhaite également exprimer ma gratitude à l'ensemble des membres du jury pour avoir consacré du temps à la lecture et à l'évaluation de ce manuscrit. Les rapporteurs, Eric Cassan et Jean-Louis Oudar qui, par leurs remarques pertinentes, ont contribué à l'amélioration du manuscrit. Un grand merci aux examinateurs, Olivier Gauthier-Lafaye et Joel Bellessa, pour avoir participé à l'évaluation de ce travail. Joel Bellessa a eu la lourde tâche d'être le président du jury et ce, à quelques jours de la soutenance! Je ne peux que lui en être reconnaissante. Pierre Viktorovitch et Xavier Letartre ont suivi ce travail pendant 3 ans; nous avons souvent eu des discussions qui ont toujours permis d'avancer dans la compréhension ou de faire évoluer les idées. Cet aspect du travail est indispensable et j'ai beaucoup apprécié leur disponibilité et leurs remarques qui m'ont toujours permis d'affiner ma réflexion... Je souhaiterais également remercier Pedro Rojo Roméo, qui a co-encadré ma thèse sur l'aspect technologique, avec un enthousiasme contagieux.

Enfin, un IMMENSE merci, ou plutôt une énorme reconnaissance à tous ceux qui ont pris soin de moi pendant ces trois années (et bien plus encore). C'est parmi eux que j'ai pu souvent me "ressourcer" et me remettre sur pieds plus d'une fois. Je voudrais donc rendre un petit hommage à toute ma famille et mes amis proches, qui m'ont suivie et toujours encouragée, quelque soit mes choix.

Introduction

L'optique intégrée : une alternative aux circuits intégrés micro-électroniques ?

DEPUIS quelques années déjà, le domaine de la micro-électronique silicium connaît un essoufflement. La course à la miniaturisation des circuits intégrés (plusieurs centaines de millions de transistors sur une même puce) et la démultiplication de leurs performances (fréquences d'horloge de plusieurs GHz) n'a cessé de croître jusque là (loi de Moore).

Pourtant, malgré les prouesses technologiques qui ont permis jusqu'à présent de répondre à une forte demande, les améliorations techniques sont désormais freinées par la forte consommation des composants nécessitant entre autres, une forte dissipation thermique. En particulier, les interconnexions électriques (intra-puce ou inter-puce) constituent un obstacle important à la densification des circuits intégrés.

Pour des raisons de consommation, de bande passante et de débit, l'optique est une alternative crédible aux interconnexions métalliques classiques. La transmission de l'information, tout en étant rapide, est également libérée des problèmes d'interférences parasites.

Cependant, si l'optique souhaite trouver sa place dans les circuits intégrés, elle doit se plier aux exigences et aux contraintes de la microélectronique à savoir :

- Une forte densité d'intégration : les composants doivent être compacts ;
- Une faible consommation ;
- Un faible coût, notamment en termes de procédés de fabrication, de matériaux utilisés ;
- Des techniques de fabrication compatibles avec celles de la microélectronique, c'est-à-dire des procédés issus de la technologie planaire (dépôts de couches minces, lithographie électronique ou UV, gravures...);
- ...

Les circuits optiques à concevoir utiliseront donc une plateforme silicium. Ce matériau, à fort indice optique (3.5 à $1.55\mu m$) et transparent autour des longueurs d'onde des télécommunications, peut être avantageusement associé à son oxyde, la silice, afin de garantir des contrastes d'indice élevés, généralement de l'ordre de 2. La technologie SOI (Silicon on Insulator) connaît un essor important en microélectronique. Elle consiste à réaliser le canal des transistors dans une couche mince (quelques $0.1\mu m$) de silicium reposant sur une couche de silice isolante. On notera que ce type d'empilement est parfaitement adapté à la réalisation de guides d'onde (ou de dispositifs optiques structurés comme nous le verrons dans ce travail), ce qui renforce la convergence

technologique entre l'électronique et la photonique.

Quelques composants optiques (coupleurs, modulateurs, filtres, (dé)-multiplexeurs...), réalisés dans la filière SOI (donc compatible avec les technologies CMOS), ont d'ores et déjà fait leur apparition (il existe de nombreuses références dans la littérature, [1, 2, 3, 4]...). Ces dispositifs fonctionnent autour de $1.55\mu\text{m}$, choix guidé par le critère de transparence du silicium et l'exploitation du savoir-faire du domaine des télécommunications. Ces composants ont atteint ces derniers temps un tel niveau de performances que l'intégration de la photonique dans des circuits microélectronique est tout à fait envisageable, et fait même l'objet de recherches actives dans des entreprises telles qu'Intel ou ST Microelectronics pour la commercialisation de dispositifs alliant optique et électronique. Cela a été rendu possible grâce notamment aux avancées récentes des procédés de fabrication. Aujourd'hui, l'optique guidée planaire en filière SOI (micro-guides silicium, coupleurs...) a atteint une maturité qui lui permet de trouver sa place dans des applications microélectroniques [5, 6, 7].

La réalisation de composants pour l'optique intégrée ne se résume pas seulement aux développements de composants dits "passifs", tels que les filtres, les guides d'onde, les modulateurs... Il s'agit également de concevoir et de réaliser des composants "actifs" comme des micro-sources laser, des photodétecteurs... Un des premiers besoins concerne la réalisation de sources laser qui doivent être compactes, à faible seuil, à faible consommation, et qui puissent fonctionner à des cadences élevées, de l'ordre du GHz. La compatibilité avec la micro-électronique de tels composants nécessite alors une intégration hétérogène de matériaux passifs comme le silicium ou son oxyde, la silice, avec des matériaux actifs, généralement des semiconducteurs III-V contenant des éléments actifs tels que puits ou boîtes quantiques. Enfin, la possibilité de couplage de ces éléments avec d'autres composants de l'optique guidée planaire, comme des microguides par exemple, est indispensable [8, 9].

Dès lors, l'intérêt pour la microphotonique dépasse largement le cadre des interconnexions optiques. Le développement de circuits photoniques intégrés (CIP) sur un ou plusieurs niveaux (puce optique 3D), représente un enjeu considérable pour la réalisation de circuits capables d'effectuer des opérations entièrement par voie optique. Un tel projet nécessite la conception de briques élémentaires répondant aux contraintes d'encombrement spatial imposées par la microélectronique. De plus, un des intérêts principaux de l'optique est de permettre, grâce à la sélectivité en longueur d'onde des résonateurs, d'offrir un paramètre supplémentaire au traitement de l'information. Il s'agit donc de concevoir des microstructures permettant un contrôle de la lumière sur des temps relativement élevés et dans des volumes restreints. Afin de répondre au mieux à ces spécificités, les cristaux photoniques, alternances périodiques de matériaux diélectriques à l'échelle de la longueur d'onde, semblent offrir les caractéristiques désirées.

Choix des cristaux photoniques

Au cours des dernières années, l’optique intégrée a vu se développer de nombreux composants à base de cristaux photoniques tels que des sources lasers, des filtres, des microcavités... Les performances de ces structures se sont largement accrues, notamment grâce à des procédés de fabrication mieux maîtrisés [10]. Parallèlement à ces études, l’intégration hétérogène de divers matériaux qu’ils soient passifs (silicium, silice...) ou actifs (puits ou boîtes quantiques...) s’est également développée. Celle-ci impose une architecture “multi-niveaux” et de nouvelles voies de communication entre ces différents niveaux sont nécessaires. L’élaboration de circuits optiques intégrés multi-niveaux s’inscrit donc dans une volonté d’associer les fonctionnalités offertes par la structuration à l’échelle de la longueur d’onde, des matériaux à fort contraste d’indice, en particulier les cristaux photoniques, et les apports de l’intégration hétérogène.

Nous nous proposons donc dans cette étude, d’imaginer et de développer des composants micro-photoniques aux fonctionnalités nouvelles et de répondre aux besoins d’intégration liés à la complexité des systèmes. Les dispositifs à base de cristaux photoniques, dont les propriétés en termes de compacité et de consommation seront optimisées, devront pour cela s’ouvrir vers l’extérieur afin de transmettre des informations vers d’autres niveaux d’un circuit photonique intégré. Il est possible d’envisager deux façons, pour le composant à cristaux photoniques, de communiquer : soit par le contrôle de l’émission dans la troisième direction de l’espace, soit par couplage avec un guide d’onde. Actuellement, le couplage vers l’extérieur n’est pas toujours optimisé et le couplage est souvent assuré par des guides d’onde diffractifs mal adaptés au transport de l’information (pertes à la propagation importantes, faible bande passante...). D’autre part, l’association de guides d’onde diffractifs et réfractifs nécessitent de réaliser une adaptation complexe [11, 12, 13].

C’est pourquoi, le contrôle de l’émission des dispositifs et l’association de l’optique réfractive et diffractive permettrait de pallier à certains défauts des composants à cristaux photoniques tout en accroissant les fonctionnalités des circuits microphotoniques intégrés.

Objectifs de la thèse

Un exemple futuriste de ce que pourrait être un circuit photonique intégré est donné figure 1. Dans cette puce optique 3D, des fonctions telles que la communication entre les différents niveaux de la puce, la génération de lumière, le couplage à un guide d’onde ou bien vers l’extérieur sont assurées essentiellement par des cristaux photoniques.

La réalisation de circuits microphotoniques 3D nécessite le développement des briques élémentaires suivantes, toutes exploitant les propriétés des cristaux photoniques :

- Des micro-résonateurs à fort confinement (faible volume, fort coefficient de qualité) ;
- Des composants couplés à l’extérieur de façon contrôlée (optimisation du diagramme d’émission) ;
- Des dispositifs permettant le couplage entre microcomposants.

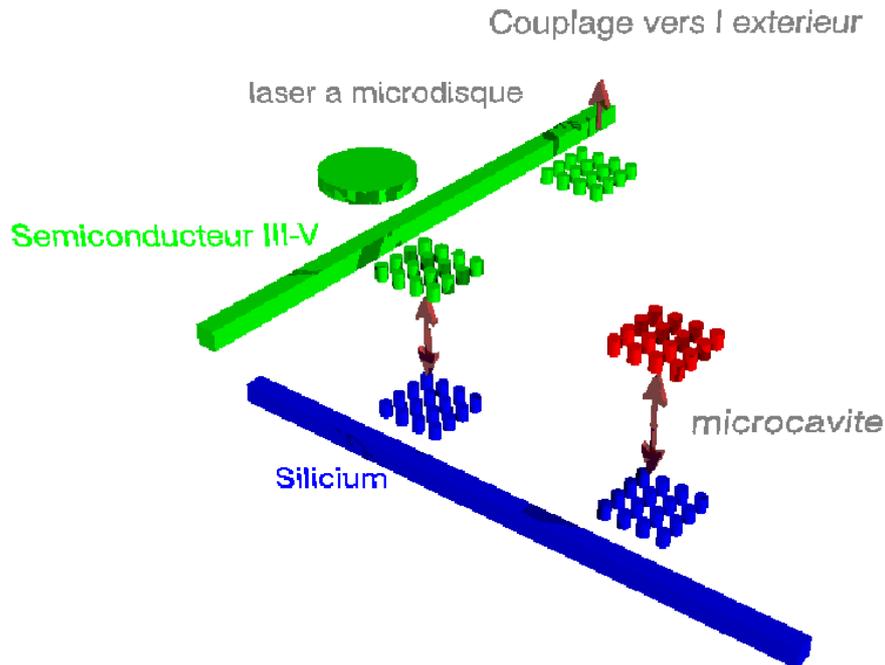


FIGURE 1 – Schéma d'un circuit photonique intégré associant les fonctionnalités des cristaux photoniques et des composants d'optique réfractive (microdisque, guides d'onde ruban...) ainsi que l'apport de l'intégration hétérogène (silicium, semiconducteurs III-V...).

Ces briques élémentaires seront toutes basées sur l'exploitation des propriétés, en particulier de dispersion, des cristaux photoniques. Nous présenterons ces caractéristiques dans le premier chapitre. Nous verrons que ces structures, bien qu'encore loin d'une industrialisation de masse, possèdent des propriétés prometteuses pour les circuits photoniques intégrés.

Dans cette étude, nous chercherons à aller au-delà des développements actuels, essentiellement concentrés sur l'intégration des cristaux photoniques bidimensionnels, en ouvrant volontairement les cristaux photoniques à la troisième direction de l'espace. Cette communication vers l'extérieur passe par la conception de procédures de couplage avec les modes rayonnés, en combinant la photonique guidée planaire avec la photonique en espace libre. Cette communication pourra s'étendre également au couplage entre plusieurs niveaux d'optique guidée bidimensionnelle (microcavité de type Fabry-Pérot par exemple, dans la figure 1).

Enfin, le couplage des dispositifs à base de cristaux photoniques ou bien entre plusieurs niveaux d'une puce optique 3D en associant la photonique diffractive et réfractive (micro-guides d'onde) permettront de pallier à certains défauts des composants à cristaux photoniques tout en accroissant les fonctionnalités des circuits microphotoniques intégrés.

La réalisation de circuits photoniques intégrés et l'étude de composants à base de cristaux photoniques s'étendent bien au-delà du domaine des interconnexions optiques et des télécommunications. Nous verrons tout au long de ce manuscrit que les domaines des

biotechnologies, de l'opto-fluidique, de l'information quantique... peuvent également tirer profit des propriétés de ces dispositifs.

Chapitre 1

Les cristaux photoniques, briques de base des circuits photoniques intégrés

Sommaire

1.1	Qu'est ce qu'un cristal photonique?	10
1.2	Quelques notions essentielles	12
1.2.1	Structure de bandes et première zone de Brillouin	12
1.2.2	Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin	13
1.2.3	Lois d'échelles	14
1.2.4	Illustration de la structure de bandes, origine de la bande interdite	15
1.2.5	Cristaux photoniques 2D	17
1.2.6	Cristaux photoniques 2D : approche membranaire	19
1.3	Stratégies de confinements dans les cristaux photoniques 2D membranaires	22
1.3.1	Modes de Bloch situés au dessous de la ligne de lumière	24
1.3.2	Modes de Bloch situés au dessus de la ligne de lumière	24
1.3.3	Caractéristiques des modes de Bloch au dessus du cône de lumière	25
1.3.4	Cristaux photoniques membranaires et intégration	26
1.4	Choix des micropiliers ou microplots	27
1.5	Outils numériques	28
1.6	Organisation du manuscrit	30

CETTE thèse s'inscrit dans la problématique générale de l'intégration de composants à base de cristaux photoniques dans des circuits photoniques intégrés. Cela implique en particulier l'étude de la réduction des dimensions des composants (tout en conservant leurs propriétés - fort facteur de qualité par exemple) et de leur communication vers l'extérieur (contrôle du diagramme d'émission, couplage avec un guide d'onde...).

Dans ce premier chapitre, nous commencerons par rappeler brièvement les propriétés des cristaux photoniques, en particulier leurs caractéristiques de dispersion. Cela nous permettra d'introduire les bases sur lesquelles reposent l'essentiel de l'étude. Nous présenterons les différentes classes de cristaux photoniques en particulier ceux exploitant l'approche membranaire que nous avons plus spécifiquement étudiée. Dans ces structures, nous définirons les types de modes que l'on peut trouver et ceux que l'on exploitera par la suite. Nous décrirons enfin le type de structures adoptées pour la réalisation de composants actifs ou passifs en vue de leur intégration dans une puce optique 3D.

1.1 Qu'est ce qu'un cristal photonique ?

Les cristaux photoniques sont des structures constituées d'un arrangement périodique de matériaux diélectriques. Le nombre de directions de la périodicité de l'indice optique indique le type de cristal photonique (voir figure 1.1) :

- Périodicité dans une seule direction : cristal photonique 1D ou encore miroir de Bragg ;
- Périodicité dans deux directions de l'espace : cristal photonique 2D ;
- Périodicité dans toutes les directions de l'espace : cristal photonique 3D.

Les cristaux photoniques tridimensionnels permettent un contrôle de la lumière dans toutes les directions de l'espace et c'est ce qui en fait leur principal intérêt. Cependant, leurs méthodes de fabrication restent très délicates et ce, malgré des avancées remarquables (quelques exemples sont donnés dans la figure 1.2 et [14, 15]). Elles sont de plus, incompatibles actuellement avec les techniques de fabrication de la microélectronique en technologie planaire. Il paraît encore difficile d'envisager leur intégration en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés. C'est pourquoi nous ne nous attarderons pas sur ce type de cristaux photoniques.

En revanche, les cristaux photoniques 1D communément appelés miroirs de Bragg, ont démontré depuis longtemps leur grand intérêt. Plus récemment, les cristaux photoniques bidimensionnels ont connu un développement considérable. Leurs propriétés de dispersion, leurs procédés de fabrication compatibles avec les technologies issues de la microélectronique, la possibilité d'intégration hétérogène de matériaux passifs ou actifs, rendent ces structures tout à fait intéressantes pour la réalisation de composants pour les circuits photoniques intégrés.

Dans toute la suite de ce travail, nous nous focaliserons sur ces deux types de cristaux photoniques. Nous allons maintenant décrire rapidement leurs propriétés.

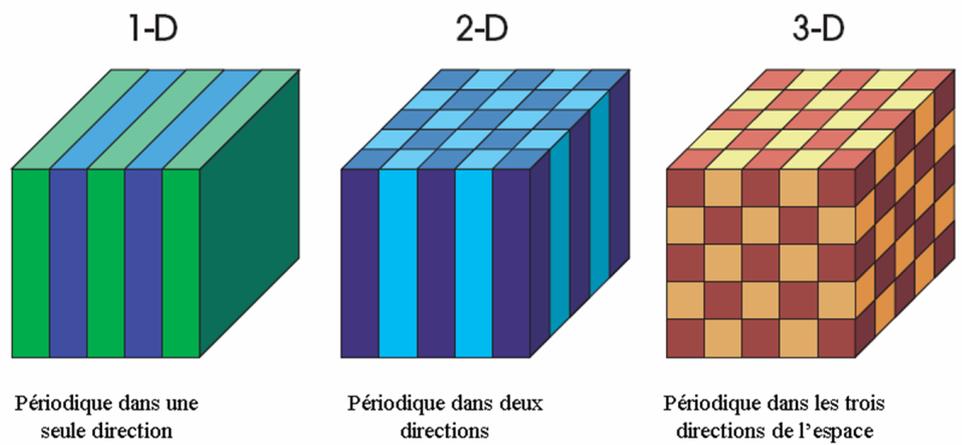


FIGURE 1.1 – Les différentes classes de cristaux photoniques : 1D, 2D et 3D.

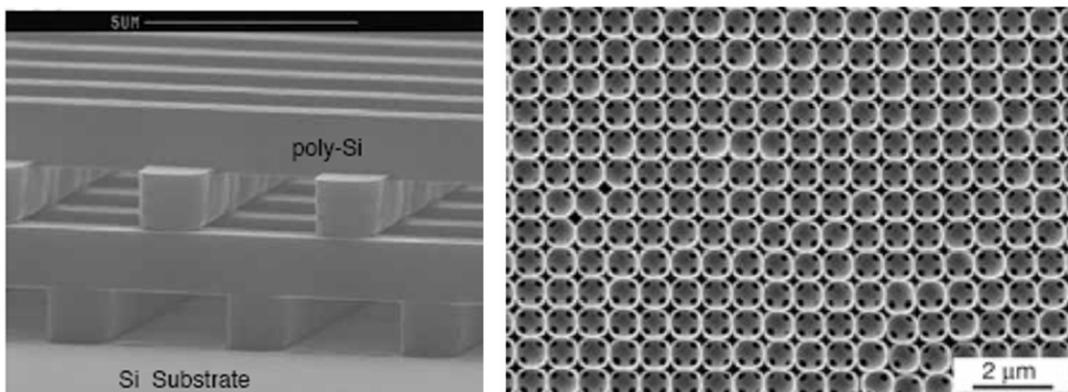


FIGURE 1.2 – Quelques exemples de structures à cristaux photoniques 3D. (a) Structure “tas de bois” d’après [14] (b) Structure en opale inverse d’après [15].

1.2 Quelques notions essentielles

En physique du solide, le comportement des électrons dans un cristal est régi par un potentiel périodique qui autorise ou qui interdit la propagation des électrons dans certaines directions appelées bandes interdites (ou gap). La périodicité du potentiel permet d'appliquer le théorème de Bloch aux solutions de l'équation de Schrödinger pour les électrons soumis à ce potentiel périodique (appelé aussi potentiel cristallin). Il en découle des propriétés essentielles pour la propagation des électrons. Les relations de dispersion ou structures de bandes, donnant les énergies en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque sont ainsi constituées de bandes permises, où la propagation est autorisée, et de bandes interdites, qui peuvent être complètes (c'est-à-dire dans toutes les directions de l'espace réciproque) si le potentiel est important où la propagation est impossible.

Par analogie avec le comportement des électrons dans un potentiel cristallin, il est possible de décrire la propagation des photons dans un potentiel créé cette fois par la périodicité de l'indice optique. En effet, la périodicité de l'indice de réfraction joue ici le même rôle pour les photons que le potentiel périodique pour les électrons. Il sera alors possible de définir, en appliquant le théorème de Bloch pour un milieu diélectrique structuré sans pertes, une structure de bandes pour les photons qui donnera la valeur de la fréquence pour chaque bande permise en fonction du vecteur d'onde de l'espace réciproque. On parlera alors de bandes interdites photoniques où la propagation des photons sera impossible pour certaines fréquences dans certaines directions. Les états permis, ou bandes permises, seront à l'inverse des lieux où la propagation des photons sera possible.

1.2.1 Structure de bandes et première zone de Brillouin

Le calcul de la structure de bandes d'un cristal photonique repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un milieu diélectrique périodique. En effet, les cristaux photoniques sont des structures où la constante diélectrique possède une périodicité cristalline (le motif de base se répète sur une maille élémentaire) dans une, deux ou les trois directions de l'espace. On définit alors une fonction diélectrique :

$$\begin{aligned}\epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{T}) &= \epsilon(\mathbf{r}) \\ \mathbf{T} &= \sum_{i=1,2,3} n_i \mathbf{a}_i\end{aligned}$$

n étant un entier réel, et les vecteurs \mathbf{a}_i les vecteurs de base de la maille élémentaire. Pour des milieux diélectriques isotropes sans pertes, sans sources ni charges, et pour des champs harmoniques (dont la dépendance est en $e^{j\omega t}$), les équations de Maxwell se simplifient et nous obtenons, pour une fréquence donnée, l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\nabla \wedge \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \wedge \nabla \wedge \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.1)$$

où $\epsilon(\mathbf{r})$ est la fonction diélectrique réelle et positive, c la vitesse de la lumière. Cette relation peut être vue comme une équation aux valeurs propres avec pour opérateur hermitique $\Theta = \nabla \wedge \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \wedge \nabla \wedge$ et pour valeur propre $(\frac{\omega}{c})^2$. L'opérateur Θ étant hermitique, il possède les propriétés suivantes :

- Les valeurs propres sont réelles ;
- Les fonctions propres associées à deux valeurs propres différentes sont orthogonales ;
- Les fonctions propres d'un opérateur hermitique forment une base orthogonale complète ;
- Toute combinaison linéaire de solutions de l'équation (1.1) est elle-même solution.

La périodicité de la fonction diélectrique $\epsilon(\mathbf{r})$ permet d'appliquer le théorème de Floquet-Bloch aux solutions de l'équation 1.1 :

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.2)$$

Avec pour valeurs propres $\frac{\omega}{c}$. Les fonctions $\mathbf{u}_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ possèdent la même périodicité et les mêmes symétries que la fonction diélectrique $\epsilon(\mathbf{r})$. Les solutions de la forme 2.2 qu'on appellera les *modes de Bloch* de la structure auront ainsi les mêmes propriétés de périodicité et de symétrie que la maille cristalline du cristal photonique.

Dans l'équation 1.2, \mathbf{k} représente le vecteur d'onde de l'espace réciproque, n un entier indiquant le numéro de la bande. En introduisant 1.2 dans l'équation 1.1, on obtient une nouvelle équation :

$$(\nabla + i\mathbf{k}) \wedge \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \wedge (\nabla + i\mathbf{k}) \wedge \mathbf{u}_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{\omega_n(\mathbf{k})^2}{c} \mathbf{u}_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (1.3)$$

Dont les valeurs propres $\frac{\omega_n(\mathbf{k})^2}{c}$ ne sont rien d'autre que l'ensemble des courbes de dispersion des modes de Bloch dans le cristal photonique. Elles constituent la *structure de bandes* du cristal photonique, élément de base dans l'étude des cristaux photoniques car elle permet de déterminer les états permis dans la structure.

1.2.2 Réduction de l'étude sur la 1ère zone de Brillouin

L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique peut se réduire en ne considérant que la première *zone de Brillouin*. En effet, la fonction diélectrique étant périodique, elle peut se décomposer en séries de Fourier sommée sur tous les vecteurs \mathbf{G} , combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque :

$$\epsilon(\mathbf{r}) = \sum_G \epsilon_G \cdot e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}}$$

Où

$$\mathbf{G} = p_1 \mathbf{b}_1 + p_2 \mathbf{b}_2 + p_3 \mathbf{b}_3 \quad (1.4)$$

les p_i étant des entiers et les \mathbf{b}_i les vecteurs de base du réseau réciproque liés au vecteur de base du réseau direct par la relation :

$$\mathbf{a}_i \mathbf{b}_j = 2\pi \mathbf{d}_{ij} \quad (1.5)$$

(voir figure 1.3). Si l'on impose une translation d'un vecteur \mathbf{G} au vecteur \mathbf{k} dans les fonctions de Bloch 1.2, les solutions restent invariantes, tant que \mathbf{G} reste une combinaison linéaire des vecteurs de base du réseau réciproque, c'est-à-dire tant que \mathbf{G} satisfait 1.4 et 1.5. Les états propres correspondant aux vecteurs \mathbf{k} et $\mathbf{k}+\mathbf{G}$ sont donc équivalents en terme d'énergie et de vecteur d'onde. Nous pouvons donc restreindre l'étude des états propres à la "première zone de Brillouin" qui contient tous les états possibles du système.

De la même manière qu'il suffit de connaître, $\omega(r)$ ou $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ sur la maille élémentaire du cristal, les courbes $\omega_n(\mathbf{k})$ possèdent les mêmes propriétés de symétrie que l'espace réciproque et il suffit de décrire $\omega_n(\mathbf{k})$ dans une seule zone de Brillouin. Il est même encore possible de réduire la zone d'étude de l'espace réciproque : on définit en effet la zone de Brillouin irréductible qui est la zone de Brillouin réduite par les symétries du groupe ponctuel auquel appartient la maille.

Le type de mailles les plus utilisés pour la réalisation de cristaux photoniques bidimensionnels sont les mailles carrées et triangulaires. Les vecteurs de base du réseau direct et réciproque ainsi que la définition de la zone de Brillouin irréductible sont donnés figure 1.3 pour ces deux types de mailles. Les points de haute symétrie du réseau réciproque sont également reportés sur la figure 1.3. Le point pour lequel le vecteur d'onde dans le plan de la périodicité vaut 0 ($k_{//} = 0$) est noté Γ .

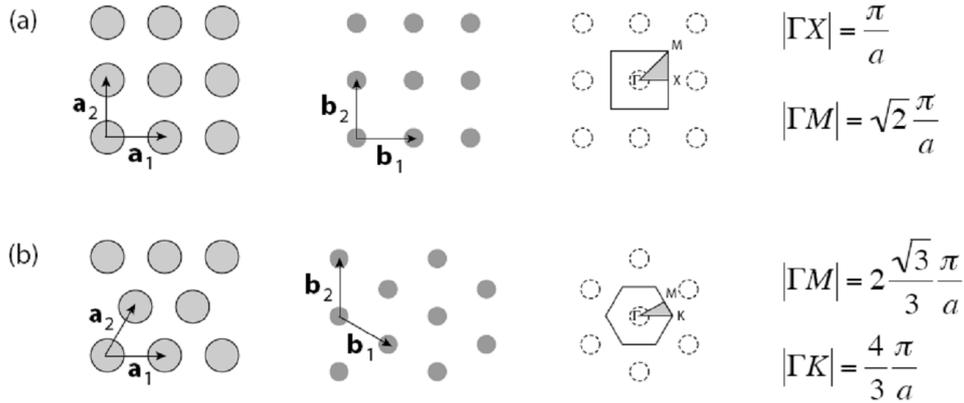


FIGURE 1.3 – Espace direct et réciproque d'une maille 2D carrée (a) et triangulaire (b). La surface encadrée représente la première zone de Brillouin et la surface grisée la zone de Brillouin irréductible. Les dimensions des vecteurs réduits du réseau réciproque sont également reportées. a représente le paramètre de maille.

1.2.3 Lois d'échelles

Une propriété intéressante des cristaux photoniques concernent les dimensions de la fréquence ω et du vecteur d'onde \mathbf{k} dans la structure de bandes. En effet, si l'on dilate ou si l'on contracte la carte de la fonction diélectrique d'un facteur s (c'est-à-dire si $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}/s$), les solutions de l'équation 1.3 sont également dilatées ou contractées de ce même facteur s . Il est possible alors de définir

des coordonnées réduites (ou normalisées) pour les fréquences et les vecteurs d'onde :

$$\begin{aligned}\tilde{\omega} &= \omega \frac{a}{2\pi c} \\ \tilde{k} &= k \frac{a}{2\pi}\end{aligned}$$

Où a est le paramètre de maille. Les cartographies de champ et les fréquences réduites (ou normalisées) sont inchangées si l'on réalise une homothétie spatiale sur la structure. Ce résultat est également valable si l'on effectue une homothétie sur la fonction diélectrique elle-même.

Ces propriétés intéressantes permettent d'explorer expérimentalement les propriétés du cristal photonique soit en modifiant la longueur d'onde d'étude, soit en modifiant la période a du cristal photonique. De cette façon, pour une longueur d'onde donnée, il est possible d'accéder à une large gamme de fréquences réduites, simplement en faisant varier le paramètre de maille de la structure.

1.2.4 Illustration de la structure de bandes, origine de la bande interdite

Pour illustrer le phénomène d'apparition de bande interdite photonique et des propriétés qui en découlent, nous prenons l'exemple du classique miroir de Bragg. Il s'agit d'un cristal photonique 1D constitué d'un empilement périodique de couches minces diélectriques d'indices différents et dont l'épaisseur est inférieure à la longueur d'onde (figure 1.4). La période des alternances est a . La symétrie de translation discrète dans la direction z qui entraîne l'étude de la structure de bandes uniquement dans la première zone de Brillouin irréductible est limitée par : $-\pi/a < k_z < \pi/a$.

Pour comprendre l'apparition de la bande interdite, nous étudions d'abord le cas où chacune des couches du miroir de Bragg possède le même indice n (figure 1.4). On introduit donc de manière fictive une périodicité a dans un matériau homogène d'indice n . La relation de dispersion de ce matériau correspond simplement aux droites d'équation $\omega = \pm \frac{ck}{n}$ correspondant aux ondes propagative (+) et contra-propagative (-). La périodicité fictive que nous avons rajouté entraîne alors une translation des courbes de dispersion de vecteurs d'onde $\pm m \frac{2\pi}{a}$, m un entier représentant l'indice de la bande. Dans le diagramme de dispersion (figure 1.4 (a)), on voit alors apparaître un repliement des bandes dans la zone de Brillouin irréductible. Aux points de haute symétrie une dégénérescence est alors créée par cette périodicité fictive.

Supposons maintenant que les deux matériaux possèdent des indices optiques différents, et que la période des alternances reste a . Le potentiel ainsi créé lève la dégénérescence aux points de haute symétrie par couplage entre les ondes propagatives et contra-propagatives. Il en résulte deux modes stationnaires en $k = \pm \frac{\pi}{a}$ de fréquence respective ω_1 et ω_2 . La vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ en ces points devient alors nulle, les courbes de dispersion atteignent un extremum. Il y a apparition d'une bande interdite photonique dans laquelle aucun mode ne peut exister dans la structure. Cette bande interdite est d'autant plus importante que le contraste d'indice entre chaque matériau est élevé. Il est également possible de montrer de manière générale [16] que le vecteur induction électrique $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ tend à se concentrer soit dans les régions de fort soit

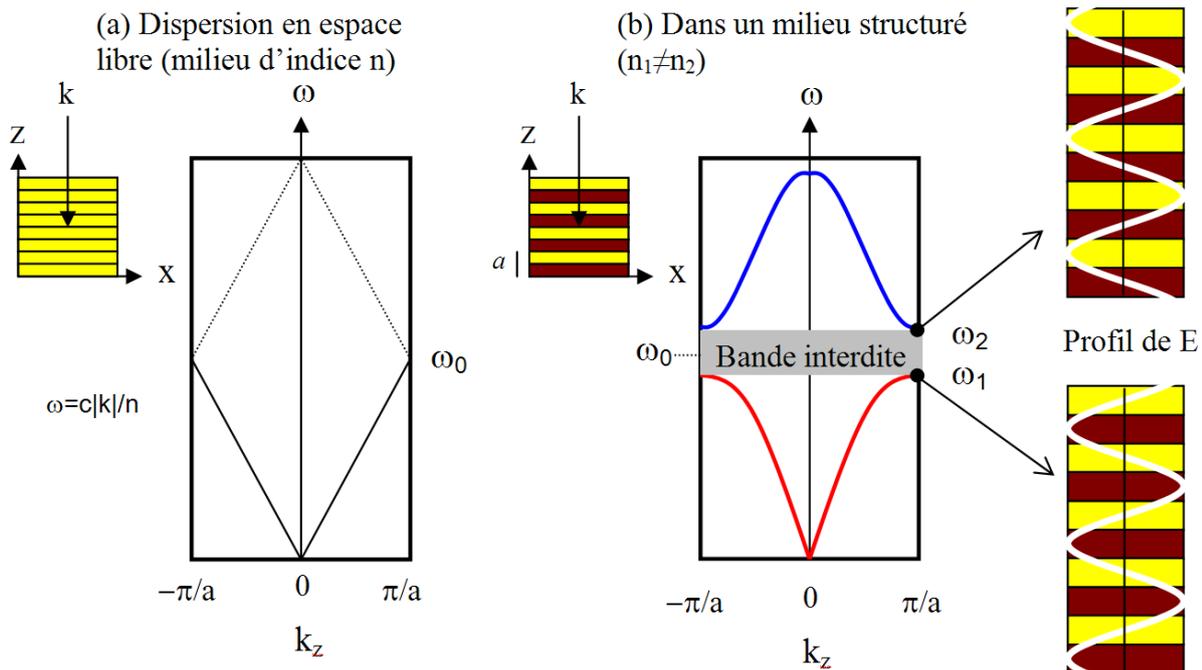


FIGURE 1.4 – (a) Structure de bandes d'un milieu d'indice n où l'on a fictivement imposé une périodicité a . (b) Structure de bandes d'un cristal photonique 1D constitué de plusieurs alternances de matériaux d'indices différents (miroir de Bragg), de période a . Le profil de l'amplitude du champ électrique pour chacun des modes en $\frac{\pi}{a}$ est également représenté. La bande interdite autour de l'incidence normale apparaît dès que le contraste d'indice entre les couches est non nul. Elle est d'autant plus importante que ce contraste est plus élevé.

de faible indice. L'état de plus basse énergie maximise le champ dans le matériau de plus fort indice et le suivant, pour assurer l'orthogonalité, maximise le champ dans le matériau de plus faible indice (voir figure 1.4 pour les modes de Bloch en bord de zone de Brillouin irréductible).

L'étude de la structure de bandes d'un cristal photonique est donc riche d'informations. Elle permet en effet de connaître :

- Les états permis dans le cristal photonique, “les modes de Bloch” ;
- Les densités d'états associés aux modes de Bloch ;
- Les positions et les largeurs des bandes interdites ;
- La répartition du champ dans la structure.

Nous verrons tout au long de ce manuscrit que bien d'autres renseignements peuvent être tirés de l'étude de la structure de bandes.

Les miroirs de Bragg sont très utilisés pour la réalisation de cavités verticales, notamment dans les lasers à émission par la surface (VCSEL).

1.2.5 Cristaux photoniques 2D

Dans le cas des cristaux photoniques 2D, l'indice optique présente une modulation bidimensionnelle (suivant deux directions de l'espace (x,y)). Ils peuvent présenter une bande interdite dans toutes les directions du plan de périodicité de l'indice (x,y) , ce qui permet un contrôle spatial des photons dans ce plan. Le motif élémentaire de cristaux photoniques 2D prend soit la forme d'un trou ou d'un pilier et l'on distingue généralement trois types de mailles : les mailles carrée, triangulaire et graphite (voir figure 1.3) qui sont les plus communément répandues. Alors que dans le cas du miroir de Bragg, une seule direction de propagation était étudiée, il faut désormais prendre en compte l'ensemble des directions de propagations dans le plan (x,y) . L'étude de la structure de bandes dans la première zone de Brillouin irréductible est toujours suffisante mais celle-ci doit s'établir suivant les directions qui lient les points de haute symétrie du réseau réciproque. Dans le cas de réseaux 2D, on définit deux polarisations TE (champ E dans le plan de la périodicité) et TM (champ H dans le plan de périodicité) (voir figure 1.5). La figure 1.6 donne les structures de bande pour la polarisation TE et TM d'un cristal photonique 2D constitué de tiges infinies de silicium arrangés sur une maille carrée dans l'air. Le facteur de remplissage, c'est-à-dire la proportion surfacique (calculée sur une cellule élémentaire) de matériau haut indice par rapport au matériau bas indice est ici de 20%. De ces courbes de dispersion on observe l'apparition d'un gap complet pour la polarisation TM alors qu'il n'existe que dans la direction X dans le cas de la polarisation TE.

Le cristal photonique 2D de tiges ou de trous infinis reste un objet purement théorique et montre peu de promesses pour des applications en optique intégrée car trop peu compact. Nous allons nous intéresser à une structure qui associe un contrôle de la lumière dans le plan par la

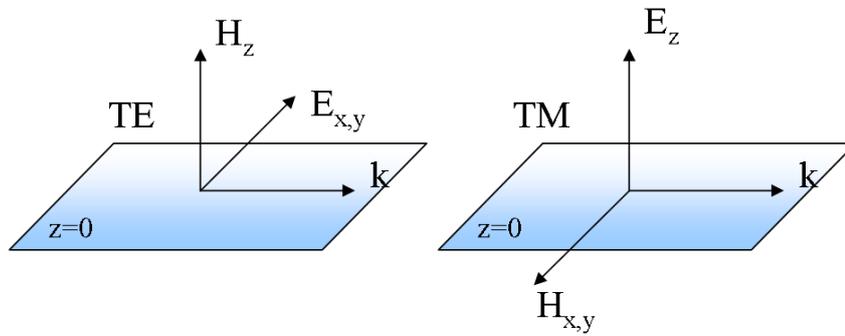


FIGURE 1.5 – Définition des polarisations pour les cristaux photoniques 2D.

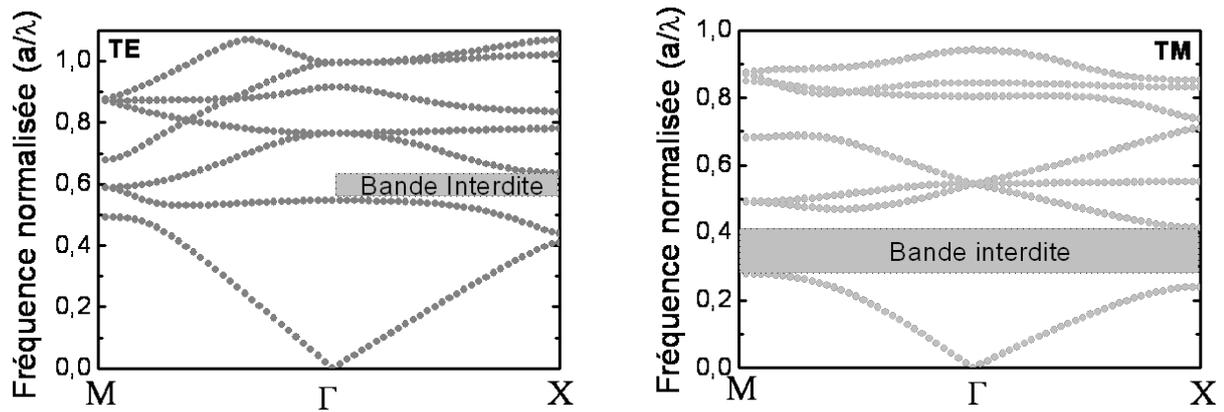


FIGURE 1.6 – Courbes de dispersion d'un cristal photonique constitué d'une maille carrée de tiges de silicium de longueur infinie, de facteur de remplissage en silicium de 20% pour les polarisations TE et TM.

périodicité de l'indice mais également hors du plan en exploitant l'approche du guidage réfractif de la lumière dans un guide d'onde plan.

1.2.6 Cristaux photoniques 2D : approche membranaire

L'association de cristaux photoniques 2D structurés dans un plan horizontal avec un guide d'onde planaire pour confiner la lumière dans la direction verticale est l'approche adoptée par de nombreux groupes, dont celui de l'INL, pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée [17, 18, 19]. En particulier, lorsque le guide d'onde est à fort contraste d'indice vertical, c'est le cas par exemple dans le cas d'une membrane de silicium ou de semiconducteur III-V suspendue dans l'air ou reportée sur un substrat de plus faible indice, le confinement optique vertical est optimal. Le champ reste fortement localisé à l'intérieur de la membrane ce qui assure une interaction lumière-matière importante et indispensable pour la réalisation de microlasers par exemple. De plus, cette approche permet l'utilisation de structures guidantes de faible épaisseur.

Ces structures membranaires présentent de nombreux avantages. Elles sont compatibles avec les outils de technologies standards issus de la micro-opto-électronique ce qui les rend relativement aisées à fabriquer (épitaxie de couches minces, lithographie, gravure...). La membrane n'étant pas très épaisse, les contraintes technologiques sont moins drastiques et cela permet l'utilisation de techniques de gravure usuelles (Reactive Ion Etching - RIE). Elles offrent de plus la possibilité d'un contrôle à la fois dans le plan du cristal photonique mais aussi dans la direction verticale. Dans toute cette étude, nous nous focaliserons uniquement sur des cristaux photoniques membranaires 2D à fort contraste d'indice vertical. L'ajout de la structuration verticale du cristal photonique a des conséquences sur le diagramme de dispersion des dispositifs.

Cône de lumière

Dans le cas des cristaux photoniques 2D membranaires, il faut donc également considérer la propagation hors plan du fait de l'épaisseur finie de la membrane. Deux notions sous-jacentes apparaissent alors : celle de ligne de lumière et de durée de vie du photon. Pour cela, nous allons considérer les relations de dispersion d'un guide d'onde de faible épaisseur (quelques centaines de nm) et d'indice celui de la membrane à cristal photonique (du silicium, $n=3.5$ à $1.55\mu m$) entouré d'un milieu d'indice plus faible (de la silice, d'indice $n=1.45$ pour la même longueur d'onde). Les modes purement guidés dans le guide plan sont situés entre les deux lignes de lumière caractérisées par les droites d'équations : $\omega = \frac{ck_{//}}{n_1}$ pour la ligne de lumière du guide, et $\omega = \frac{ck_{//}}{n_2}$ pour la ligne de lumière de la gaine (voir sur la figure 1.7), où $k_{//}$ est la projection du vecteur d'onde dans le plan du guide (les solutions des équations Maxwell divergent). En dessous de la ligne de lumière du coeur, aucun mode ne peut exister dans le guide. Au dessus de la ligne de lumière de la gaine, les modes sont dits à fuites.

Pour un cristal photonique 2D membranaire, la structure de bandes comprend donc également les éléments - lignes de lumières - apportés par le caractère fini du cristal photonique dans la direction verticale. La structure de bandes en polarisation TE (ou paire) d'une structure à

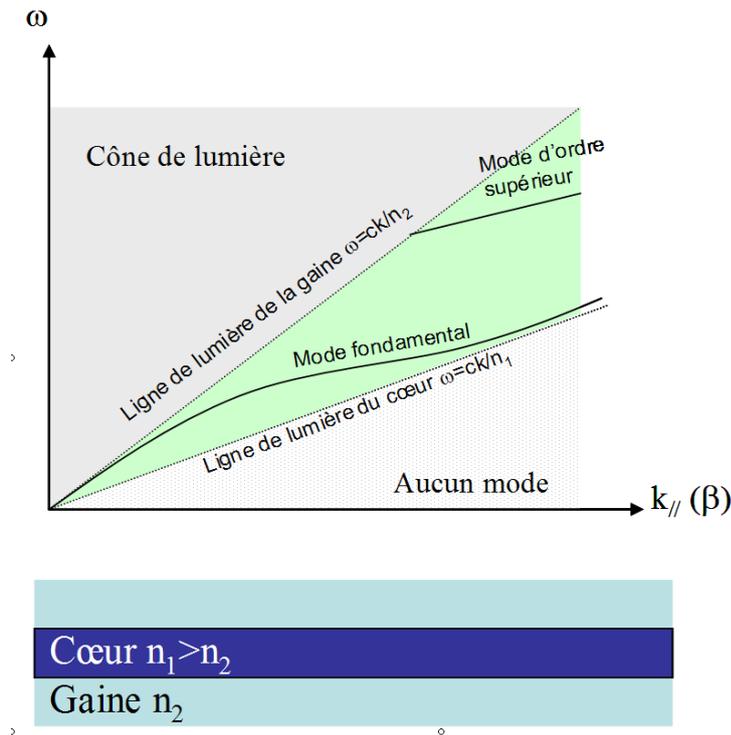


FIGURE 1.7 – Définition du cône de lumière à partir de la courbe de dispersion d'un guide d'onde plan d'indice n_1 entouré d'un milieu environnant d'indice n_2 .

maille carrée de piliers pour une membrane d'épaisseur 300nm est donnée figure 1.8.

Dans le cas de cristaux photoniques 2D membranaires entourés d'un milieu d'indice homogène, on distinguera les modes pairs des modes impairs, abusivement appelés TE et TM respectivement car dans le plan médian de la membrane ($z=0$), les composantes du champ non nulles sont purement TE pour les modes pairs et purement TM pour les modes impairs [20]. Les modes impairs présentant un noeud du champ au centre de la membrane, ne pourront pas interagir avec des émetteurs placés au milieu de la couche. C'est pourquoi, pour des applications nécessitant l'utilisation d'un milieu à gain (boîtes ou puits quantiques) comme pour des microsources laser par exemple, il sera indispensable de choisir une épaisseur de la membrane à cristal photonique ne supportant qu'un seul mode pair verticalement. Généralement, pour des matériaux semiconducteurs III-V (Phosphore d'Indium, InP) cela conduit à des épaisseurs de l'ordre de quelques centaines de nm (200-300nm).

La structure de bandes de la figure 1.8 nous amène donc à définir, pour les cristaux photoniques 2D membranaires, deux types de modes :

- Les modes purement guidés situés au dessous de la ligne de lumière. Leur durée de vie est théoriquement infinie, aucun couplage n'est possible avec l'extérieur. Leur constante de propagation est imaginaire pure.
- Les modes situés dans le cône de lumière, pour lesquels une interaction avec les modes

rayonnés est possible. Ces résonances restent très localisées dans la membrane mais elles possèdent une composante radiative non nulle qui autorise des fuites dans la direction verticale.

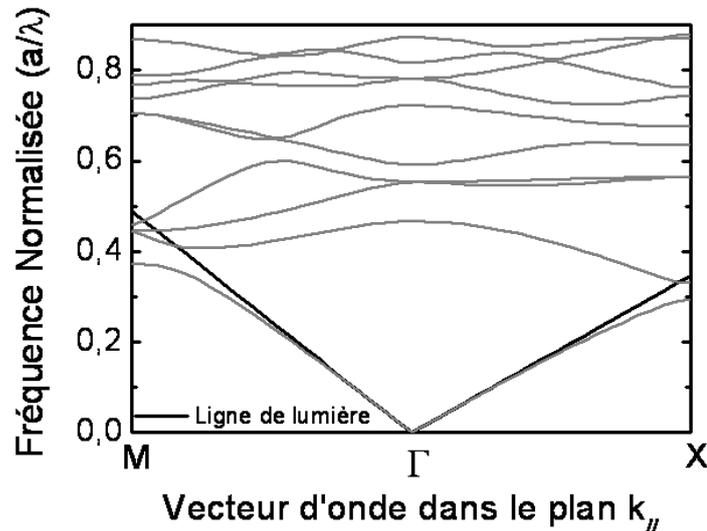


FIGURE 1.8 – Diagramme de bandes 3D d'un cristal photonique 2D constitué d'un réseau carré de micropiliers de facteur de remplissage 50% de silicium de 300nm d'épaisseur englobés dans la silice, pour la polarisation TE (ou paire).

Conclusion sur les CP2D membranaires

Des contraintes technologiques moins drastiques ainsi que la possibilité de contrôler la lumière dans les trois directions de l'espace nous amènent à envisager l'utilisation de structures associant les propriétés des guides d'onde plan pour le confinement vertical et les propriétés de dispersion des cristaux photoniques 2D pour le confinement latéral de la lumière. En choisissant un fort contraste d'indice entre la membrane à cristal photonique et le milieu environnant, non seulement l'épaisseur de la membrane se réduit à quelques centaines de nanomètres pour un fonctionnement monomode, ce qui réduit les difficultés technologiques notamment au niveau de la gravure du cristal photonique, mais on assure également un confinement vertical du mode optimal.

Pour des applications en optique intégrée, les dispositifs doivent être compacts tout en assurant une faible consommation. Il faut également que le mode de Bloch puisse "communiquer" avec l'extérieur. Nous allons voir quelles sont, à partir de l'étude de la structure de bandes, les stratégies de confinement de la lumière dans un cristal photonique 2D membranaire et les moyens d'ouverture des dispositifs vers l'extérieur.

1.3 Stratégies de confinements dans les cristaux photoniques 2D membranaires

Le diagramme de bande d'un réseau carré de piliers de silicium de facteur de remplissage 50% englobés dans la silice est donné figure 1.9. Nous avons reporté sur cette figure les propriétés de dispersion des cristaux photoniques qui peuvent être exploitées pour le confinement de la lumière dans le plan de la périodicité de la structure.

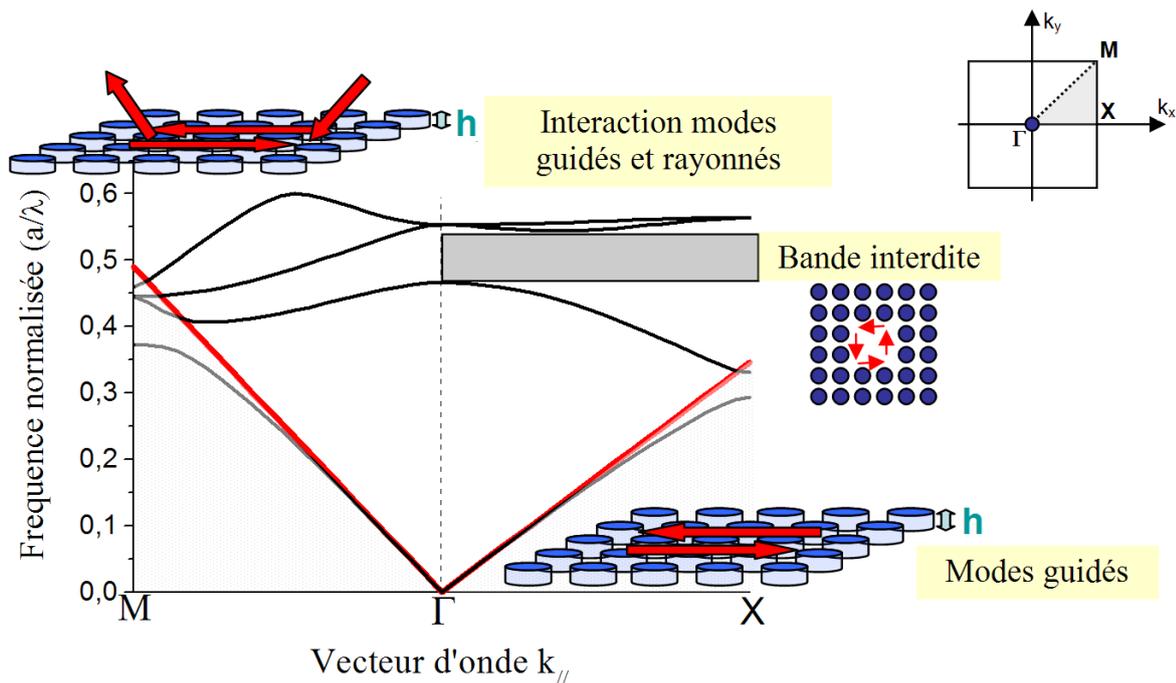


FIGURE 1.9 – Structure de bandes en polarisation TE d'un cristal photonique 2D constitué d'un réseau carré de piliers diélectriques de facteur de remplissage 50% et d'épaisseur 300nm. Les modes purement guidés sont situés au dessous de la ligne de lumière (en rouge) tandis que l'interaction ente les modes de Bloch et les modes rayonnés est possible au dessus du cône de lumière. La bande interdite permet de confiner les photons dans le plan du cristal photonique.

La bande interdite peut être exploitée pour piéger la lumière dans un défaut localisé d'un cristal photonique parfait. Cela a pour effet de créer des niveaux d'énergie discrets supplémentaires dans la structure de bandes. Les modes ainsi créés concentrent leur énergie dans le défaut, pourvu qu'ils soient situés dans la bande interdite. Le cristal photonique environnant joue le rôle d'un miroir pour les photons situés au coeur de la cavité. Les défauts ou cavités les plus répandus sont créés en omettant ou en dilatant un trou ou un pilier dans un cristal photonique membranaire parfait. Dans une maille triangulaire de trous par exemple, ces cavités peuvent être réalisées en omettant n trous et sont nommées H_n . Ce type de cavité a déjà été largement étudié et a fait l'objet d'une thèse (INL, C. Monat [21]) démontrant l'effet laser dans

une membrane de Phosphore d'Indium - InP - incluant des plans de boîtes quantiques [22]. Dernièrement, l'ingénierie de modes de défauts, consistant à modifier les contours de la cavité (période, facteur de remplissage) ont fait d'énormes progrès. Le but est d'obtenir de très forts facteurs de qualité tout en gardant un faible volume modal. Le mode de défaut étant localisé dans l'espace réel, il se trouve délocalisé dans l'espace des vecteurs d'onde appartenant au plan de périodicité ($k_{//}$). Le mode de défaut présente donc un large panel de vecteurs d'onde \mathbf{k} à sa disposition, qu'ils soient situés au dessous ou au dessus du cône de lumière. La modification des contours de la cavité à mode de défaut permet de limiter les composantes du mode au dessus du cône de lumière, réduisant ainsi les fuites dans la direction verticale. Cette étude, ne peut être réalisée qu'à posteriori et le meilleur facteur de qualité est généralement obtenu à la suite d'une étude minutieuse de tous les paramètres géométriques de la cavité [23, 24]. Le but restant toujours de confiner de la manière la plus douce possible les photons dans la cavité en limitant les composantes au dessus du cône de lumière et les pertes diffractées à l'interface entre la cavité et les miroirs [25].

Des facteurs de qualité de plusieurs millions ont été obtenus par simulation. Récemment, des facteurs de qualité expérimentaux de près de 1 millions ont été mesurés sur une cavité réalisée dans un cristal photonique membranaire à réseau triangulaire en omettant une rangée de trous et en modifiant les bords du guide d'onde ainsi créé [26].

Le confinement de la lumière au sein des cristaux photoniques peut être également obtenu par l'exploitation des modes de Bloch aux points de haute symétrie dans l'espace réciproque. En effet dans ce cas le "confinement" latéral est assuré par la faible vitesse de groupe moyenne des photons au voisinage des points de haute symétrie où la vitesse de groupe diminue. Aux points exacts de haute symétrie du cristal (Γ , X et M dans la figure 1.9), la vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$ s'annule et, en l'absence de pertes verticales, l'extension du mode de Bloch est infinie dans le cristal photonique.

En présence de fuites dans la direction verticale ou d'absorption par le matériau, l'extension du mode de Bloch devient alors finie et dépend fortement de la courbure de la bande (le mode n'est plus localisé sur un point dans l'espace réciproque mais présente une extension Δk) ainsi que du taux de pertes verticales et du taux d'absorption. L'atout majeur de l'utilisation de modes de Bloch lents (par rapports aux microcavités à mode de défaut) dans la réalisation de dispositifs pour la photonique intégrée réside dans la possibilité de contrôle de la directivité du diagramme de rayonnement, en plus du contrôle spatial et temporel conféré par la structure de bandes.

Deux types de modes de Bloch peuvent être exploités pour la réalisation de composants photoniques : ceux qui sont situés sous le cône de lumière, et ceux qui sont situés au dessus de la ligne de lumière.

1.3.1 Modes de Bloch situés au dessous de la ligne de lumière

Ces modes de Bloch sont parfaitement confinés verticalement dans la structure, ils ne subissent aucune perte vers l'espace libre. Leur faible vitesse de groupe, assurant un fort confinement dans le cristal photonique, permet une interaction lumière-matière optimale, conduisant ainsi à la réalisation de microlasers à très faible seuil [27, 28]. Une des principales difficultés à surmonter pour l'intégration de ces composants dans des circuits photoniques intégrés est le couplage vers l'extérieur. Une possibilité consiste à coupler le mode de Bloch au mode d'un guide d'onde diffractif (réalisé en omettant une rangée de trous dans un cristal photonique uniforme). Cependant, le couplage d'un mode de Bloch situé sous le cône de lumière vers l'espace libre (par exemple pour l'association du composant à une fibre optique en incidence normale) n'est pas aisé : en effet, les composants exploitant des modes de Bloch situés sous la ligne de lumière sont des dispositifs, par définition, à émission dans le plan et il est donc difficile de contrôler leur émission en espace libre [29].

1.3.2 Modes de Bloch situés au dessus de la ligne de lumière

L'exploitation de modes de Bloch situés au dessus du cône de lumière permet de concevoir des dispositifs adressables par la surface [18]. Nous nous focaliserons en particulier sur le point Γ de la courbe de dispersion pour lequel une émission verticale est possible. Ces modes à fuites sont généralement peu étudiés car les pertes optiques qu'ils subissent sont considérées comme néfastes pour le bon fonctionnement du dispositif. Ces fuites peuvent néanmoins être vues, non pas comme un phénomène réduisant l'efficacité des composants (par la baisse du facteur de qualité) mais comme un moyen d'ouverture du dispositif vers la troisième direction de l'espace. Le contrôle du taux de couplage entre le mode de Bloch et les modes rayonnés conditionnera le type de composants que l'on souhaite réaliser.

Ce taux de couplage entre mode de Bloch et modes rayonnés est régi par les symétries du champ du mode de Bloch dans le cristal photonique. En effet, le couplage entre une onde plane en incidence normale sur un cristal photonique et un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière est possible seulement si l'intégrale de recouvrement entre les deux champs électromagnétiques, pondérée par la distribution de la constante diélectrique, est non nulle. La valeur de cette intégrale dépend fortement des symétries du champ du mode de Bloch au sein du cristal photonique. Ces symétries dépendent de la maille utilisée et du point de fonctionnement du dispositif dans l'espace réciproque. Il est alors possible de distinguer deux classes de modes de Bloch au dessus du cône de lumière, en particulier pour le point Γ de la courbe de dispersion : les modes de Bloch à fortes résonances dans la membrane, c'est-à-dire faiblement couplés aux modes rayonnés, et inversement, les modes de Bloch faiblement résonants dans la membrane qui peuvent être très fortement couplés aux modes rayonnés. Les bases de cette classification sont données en annexe.

Nous reviendrons plus en détails sur la notion de couplage des modes de Bloch avec les modes rayonnés dans les chapitres suivants. Nous développerons également quelques applications

potentielles pour la photonique intégrée résultant de l'exploitation de chacun de ces types de modes de Bloch.

1.3.3 Caractéristiques des modes de Bloch au dessus du cône de lumière

Dans la suite, nous nous placerons au point Γ de la courbe de dispersion (où $k_{//} = 0$, c'est-à-dire pour la direction verticale), point où la vitesse de groupe s'annule. Deux classes de modes de Bloch peuvent être exploitées en ce point. Nous décrivons quelques caractéristiques fondamentales pour chacun de ces types de modes et donnons quelques applications possibles.

- Modes de Bloch à faible taux de couplage avec les modes rayonnés (forte résonance)

La symétrie particulière associée à ces modes (voir annexe et détails dans les chapitres suivants) leur confère un faible taux de couplage avec les modes rayonnés assurant ainsi une grande durée de vie des photons dans la membrane [30]. De tels modes de Bloch peuvent être mis à profit pour la réalisation de dispositifs nécessitant de forts facteurs de qualité mais ayant la capacité d'émettre la lumière dans la direction verticale. C'est le cas notamment pour la réalisation de microsources lasers à émission verticale, par exemple un cristal photonique de trous d'air arrangés sur une maille graphite transféré dans une membrane d'InP incluant des plans de puits quantiques [18]. De plus, l'exploitation de modes de Bloch à grande durée de vie et à faible courbure de bande (vitesse de groupe réduite) permet un confinement latéral des photons important assurant ainsi des dimensions latérales des composants très réduites. Des modifications des frontières et de l'environnement du cristal photonique peuvent encore améliorer significativement le confinement du mode de Bloch dans la structure. Cette étude fera l'objet du chapitre 2. L'émission verticale de la lumière dépendra fortement de la taille du dispositif, de la conception du cristal photonique (maille utilisée, modification des frontières...), des propriétés intrinsèques du mode de Bloch et de la répartition du champ dans la structure. Nous verrons cela plus en détails dans le chapitre 4.

- Modes de Bloch à fort taux de couplage avec les modes rayonnés (faible résonance)

Un second type de mode de Bloch au dessus du cône de lumière, présentant des caractéristiques totalement différentes des précédents, peut également être utilisé pour la réalisation de composants pour la photonique intégrée. Il s'agit des modes de Bloch possédant un fort taux de couplage avec les modes rayonnés [31]. Les pertes optiques sont très importantes dans la direction verticale entraînant une durée de vie des photons dans la membrane très faible. Ces modes de Bloch pourront être mis à profit pour la réalisation de miroirs large bande. Cette brique de base qu'est le miroir à cristal photonique présente de nombreux avantages : une conception judicieuse assure de très grandes efficacités de réflexion sur des très larges gammes de longueurs d'onde ($>250\text{nm}$), il est beaucoup moins épais que son homologue, le miroir de

Bragg, et profite d'une réalisation potentiellement plus aisée : ses performances ne dépendant plus du contrôle de l'épaisseur de chacune de ses couches, mais simplement de la qualité de la lithographie et de la gravure d'une couche unique. Enfin, il peut être également sensible à la polarisation.

L'exploitation de ce type de modes de Bloch pour la réalisation de miroirs large bande, sensible ou non à la polarisation, de cavités Fabry-Pérot constituées uniquement de miroirs à cristaux photoniques... sera développée dans le chapitre 3.

Certaines briques de base exploitant les modes de Bloch au dessus du cône de lumière ont été récemment démontrées. Ainsi, les modes de Bloch à fortes résonances en Γ ont permis la réalisation de microlasers à faible seuil et à émission par la surface [32]. L'émission stimulée a pu être atteinte dans des réseaux de trous à maille graphite transférés dans une membrane d'InP contenant des puits ou des boîtes quantiques.

Les modes de Bloch à faibles résonances, exploités pour la fabrication de miroirs large bande ultra-compactes, ont quant à eux permis la réalisation de microlasers à cavité verticale et émettant par la surface (VCSEL) hybrides, constitués d'un miroir de Bragg InP/InGaAlAs et d'un miroir à cristal photonique en InP [33, 34]. Ces composants, sont-ils tous adaptés à une intégration au sein de circuits photoniques intégrés ?

1.3.4 Cristaux photoniques membranaires et intégration

Les concepts de base de l'exploitation de modes de Bloch au dessus du cône de lumière pour la réalisation de dispositifs pour la photonique intégrée ont été déjà développés et démontrés. Que ce soit en termes de microsources, typiquement les lasers à modes de Bloch, les miroirs large bande [34], les microcavités à base miroirs à cristaux photoniques membranaires [35]... et bien d'autres encore. Pourtant, des améliorations et des études complémentaires restent à réaliser. Pour leur intégration au sein de circuits photoniques ou puce 3D comme nous l'avons défini précédemment, il faut attacher une importance aux dimensions des dispositifs, à leur consommation (faible seuil laser par exemple), à leur robustesse mécanique (membrane suspendue ou reportée sur un substrat) ou vis-à-vis des imperfections technologiques, ainsi qu'à leur diagramme de rayonnement, c'est à dire leur couplage vers l'extérieur. Tous ces points restent encore contraignants, des améliorations et des nouvelles démonstrations conceptuelles sont attendues. Parmi l'ensemble des composants que nous étudierons, nous distinguerons les dispositifs actifs et les dispositifs passifs. Les dispositifs actifs sont caractérisés par la présence d'un matériau à gain à l'intérieur, généralement des puits ou boîtes quantiques dans une membrane de semiconducteur III-V. A l'inverse, des dispositifs sans gain seront dits passifs. Pour ce type de dispositifs, plusieurs matériaux peuvent être utilisés : des semiconducteurs III-V aussi bien que du silicium. Le silicium est non seulement attrayant pour être le matériau phare de la microélectronique, mais il possède aussi un fort indice optique aux longueurs d'onde intéressant (autour de $1.5\mu\text{m}$) et il est de faible coût. Le mariage de la microélectronique et la micro-nano

photonique passe donc par l'utilisation du silicium.

1.4 Choix des micropiliers ou microplots

Dans toute l'étude, nous nous sommes focalisés sur les cristaux photoniques membranaires constitués de réseaux de piliers (ou plots) comme cela est schématisé sur la figure 1.10, ou parfois de tiges 1D. Les cristaux photoniques constitués de réseaux de micropiliers sont très peu étudiés dans la littérature. Ces structures ont la particularité, contrairement aux réseaux de trous, de posséder une topologie où le matériau haut indice est discontinu. Généralement, ce sont les membranes de trous qui requièrent toute l'attention car elles peuvent être suspendues, ce qui conduit à un très fort contraste d'indice et donc des performances (en terme de confinement) élevées. Les membranes suspendues restent cependant très fragiles. Il est donc difficilement envisageable de les intégrer dans un circuit optique 3D, mais il est évidemment possible de les reporter sur un substrat de faible indice, la silice très souvent ($n= 1.45$ pour $1.5\mu m$).

D'un point de vue plus prospectif, on peut envisager les cristaux photoniques à réseaux de piliers pour des applications associant microfluidique et photonique. Les liquides peuvent en effet circuler plus aisément à l'intérieur d'un réseau de piliers que de trous. Nous verrons, notamment dans les résultats expérimentaux du chapitre 2 que les réseaux de piliers présentent des particularités intéressantes pour leur association à la microfluidique.

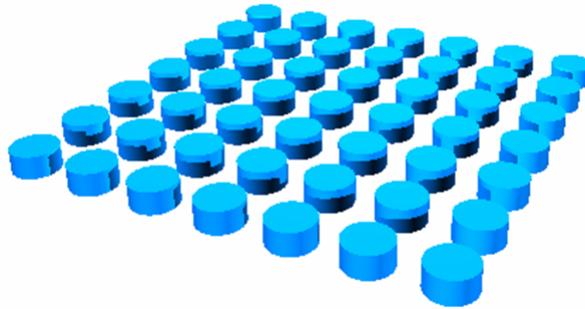


FIGURE 1.10 – *Vue d'artiste d'un cristal photonique 2D membranaire à réseau de piliers arrangés sur une maille carrée.*

En plus des moyens de fabrication et de caractérisation utilisés dans cette étude et que nous expliquerons tout au long des chapitres, des outils numériques pour la conception des dispositifs ont été également nécessaires. En effet, toute l'étude des cristaux photoniques de la structure de bande à la fabrication nécessite de nombreux outils de calculs. Ils permettent de valider des concepts, de définir la maille, les paramètres géométriques des cristaux photoniques que l'on souhaite réaliser, et ce, pour des cristaux photoniques de dimensions latérales et verticales finies.

Nous présentons ci-après rapidement les outils numériques utilisés tout au long de cette étude, quelque soit le dispositif.

1.5 Outils numériques

La conception de composants à base de cristaux photoniques nécessite l'utilisation d'outils de simulation adaptés. Nous présentons rapidement ceux qui ont été exploités dans ce travail de thèse. Chacun de ces outils de calcul, tous complémentaires, permettent de dégager des informations nécessaires à la compréhension du fonctionnement des dispositifs.

- MPB [36] : calcul des diagrammes de bandes des cristaux photoniques

Cet outil s'appuie sur une méthode dite de "décomposition en ondes planes". Elle s'applique à toutes les structures dont l'indice optique varie de façon périodique dans l'espace. Le théorème de Bloch permet en effet de décomposer le champ sur une base d'ondes planes et de simplifier la résolution des équations de Maxwell en un problème classique de diagonalisation de matrices. Cette méthode permet ainsi de calculer les diagrammes de dispersion des cristaux photoniques (2D infini ou membranaire) parfaitement périodiques ainsi que la distribution spatiale du champ associé. Pour la résolution en 3D d'une structure à cristal photonique membranaire, le principal inconvénient réside dans la périodisation de la cellule élémentaire dans la direction verticale. La membrane étant elle aussi périodisée, des modes Fabry-Pérot perturbent les résultats. D'autre part, si les membranes sont placées trop proches l'une de l'autre, des décalages en fréquences des modes de la structure photonique peuvent être observés.

Cependant, le calcul du diagramme de dispersion d'une structure à cristal photonique permet de déterminer l'ensemble des caractéristiques de la structure (position spectrale des modes - avec décalage possible comme indiqué plus haut, les bandes interdites, la courbure de bande des modes de Bloch, choix du mode...); c'est donc un outil indispensable pour l'étude qualitative des cristaux photoniques.

- La méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis)

La méthode RCWA est une méthode différentielle de diffraction par des réseaux. C'est un outil très rapide qui permet de calculer les réflectivités de membranes à cristal photonique de taille latérale infinie, d'empilement de fines couches de matériaux diélectriques structurés ou non, illuminé par une onde plane en incidence quelconque. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'évaluer les pertes latérales des dispositifs étudiés. Le logiciel utilisé au laboratoire est le logiciel commercial Gsolver [37].

Les deux outils que nous venons de présenter peuvent être utilisés seulement pour des cristaux photoniques membranaires de *dimensions latérales infinies*. L'étude de composants compacts nécessite l'utilisation d'outils 3D permettant de prendre en compte les dimensions finies de la structure. C'est pourquoi nous avons largement utilisé la FDTD (Finite Difference

Time Domain)[38].

- Méthode FDTD 2D ou 3D

La méthode FDTD (Finite Domain Time Différence) est actuellement l'une des méthodes les plus utilisées en électromagnétisme. Le premier algorithme a été proposé par Yee en 1966 [39]. Cette méthode est basée sur la discrétisation spatiale et temporelle des équations de Maxwell, en substituant aux dérivées partielles des dérivées différentielles. Les conditions aux limites de la cellule de calcul, de type PML (Perfectly Matched Layer) permettent de réaliser le calcul sur des structures de tailles latérales finies [40, 41]. La précision du calcul dépend du pas de discrétisation spatial et temporel. Ces paramètres peuvent être ajustés suivant la précision que l'on souhaite atteindre ainsi que des informations que l'on cherche à connaître sur la structure (facteur de qualité, répartition spatiale du champ électromagnétique dans la structure...). La source d'excitation dans ce type de simulation peut être un dipôle ou une source gaussienne (dans l'espace). Cette source peut être émise en continu à une longueur d'onde donnée ou être limitée dans le temps et comportant une large gamme de longueurs d'onde. Ainsi, le calcul par FDTD permet de connaître :

- La position spectrale des modes dans une structure de dimensions latérales finies (épaisseur également) ainsi que la durée de vie des photons pour ces modes (facteur de qualité) ;
- La répartition spatiale du champ électromagnétique d'un mode de la structure ;
- D'autres informations peuvent être tirées d'un calcul de FDTD 3D après traitement des sorties (cartographies, flux du vecteur de Poynting...).

Cet outil peut s'appliquer à tous types de structures et de géométries, à fortiori pour les cristaux photoniques. Le principal inconvénient de cette méthode est le temps de calcul qui peut bien souvent atteindre plusieurs jours, ainsi que la mémoire nécessaire au calcul. Cet outil requière de gros moyens matériels qui peuvent vite devenir excessifs lorsque l'on souhaite calculer des structures un peu plus exotiques (matériaux métalliques, grandes structures...). La FDTD représente pourtant un outil indispensable aux calculs de structures à cristaux photoniques 2D membranaires, notamment pour l'évaluation des pertes latérales et verticales (calcul du facteur de qualité), le calcul des diagrammes de rayonnement ou encore pour étudier le couplage entre une structure à cristal photonique 2D et un guide d'onde.

Le logiciel FDTD 3D utilisé au laboratoire, Tessa, est un outil développé depuis 8 ans au sein du laboratoire. Il est disponible sur internet, sous licence GNU [42]. Il a été optimisé afin de limiter les temps de calcul. Des développements autour de Tessa ont eu lieu depuis (extraction des cartographies de champs complexes), d'autres sont actuellement en cours, notamment la possibilité de discrétisation spatiale variable, des conditions aux limites périodiques (pour le calcul de diagrammes de bandes sans avoir l'inconvénient de la périodisation de la membrane dans la direction verticale) ou pour l'utilisation de métaux à fortes absorptions. Un autre outil de FDTD développé par le MIT, MEEP, est disponible depuis peu [43]. Il permet de calculer quasiment toutes les structures possibles. Le principal inconvénient, c'est que n'ayant pas été optimisé, les temps de calcul et la mémoire requise sont très souvent démesurés. En revanche, cet

outil permet de calculer les diagrammes de bandes avec des conditions aux limites périodiques latéralement, et des conditions aux limites de type PML verticalement. Il permet de plus de calculer les fréquences complexes associées à chaque mode du cristal photoniques ce qui permet, comme nous le verrons plus tard, de déterminer les fuites du mode dans la direction verticale, par couplage du mode de Bloch aux modes rayonnés. MEEP sera donc utilisé à bon escient dans ce travail.

1.6 Organisation du manuscrit

Nous venons de présenter les propriétés relatives aux caractéristiques de dispersion des cristaux photoniques, en particulier des cristaux photoniques 2D membranaires. Nous nous focalisons en particulier sur ceux constitués de réseaux de micropiliers ou microplots diélectriques. Dans ce type de structure, nous explorons les possibilités de réalisation de composants adressables par la surface. C'est pourquoi, nous étudierons les modes de Bloch situés au dessus du cône de lumière de la courbe de dispersion. En effet, ceux-ci ont la capacité de se coupler dans la direction verticale aux modes rayonnés. Parmi l'ensemble des modes de Bloch situés au dessus de la ligne de lumière, en particulier au point de la courbe de dispersion, nous distinguons deux catégories de modes :

- Les modes fortement résonants : l'étude de ce type de modes fera l'objet du prochain chapitre. Nous définirons les différentes sources de pertes dans un cristal photonique de dimensions finies supportant ce type de mode de Bloch. Cela nous permettra ensuite d'élaborer une stratégie de réduction de ces fuites par l'ingénierie de l'environnement de la structure (par modification graduelle de la géométrie du cristal photonique ou par l'ajout d'un miroir de Bragg sous la structure). Nous verrons qu'ainsi, de forts facteurs de qualité peuvent être obtenus dans des cristaux photoniques à réseaux de micropiliers supportant ce type de mode de Bloch, permettant d'envisager la réalisation de microlasers à émission verticale. Nous décrirons ensuite les étapes de fabrication des structures, dans une filière InP sur substrat de silicium. Nous démontrerons qu'un régime d'émission stimulée peut être atteint dans ces structures. Plusieurs méthodes de caractérisation (photoluminescence, champ lointain, champ proche) permettront d'étudier le fonctionnement d'un tel laser et de discuter de ces propriétés spécifiques.
- Les modes faiblement résonants, dont nous parlerons dans le chapitre 3. Dans ce chapitre, nous commencerons par décrire brièvement le mécanisme de réflexion sur un cristal photonique supportant des modes de Bloch ayant la capacité de se coupler verticalement aux modes rayonnés. Puis, nous décrirons la fabrication et la caractérisation de miroirs large bande en filière silicium sur substrat SOI. Nous étudierons également des microcavités constituées uniquement de miroirs à cristaux photoniques membranaires. Nous verrons que les propriétés de dispersion particulières de ces microcavités autorisent un fort confinement latéral du champ dans cette cavité. Les résultats de caractérisation des ces microcavités

(fabriquées en collaboration avec le LETI-CEA) seront présentés. Nous discuterons enfin de la possibilité d'inclure un milieu à gain dans ces microcavités afin de réaliser un laser à microcavité et à émission par la surface ultra-compact, comparé aux VCSEL classiques constitués de miroirs de Bragg multicouches.

Ces composants, tous basés sur des cristaux photoniques à réseaux de piliers (ou parfois de tiges), doivent communiquer vers l'extérieur pour pouvoir être intégrés dans un circuit optique 3D. Nous aborderons cet aspect dans la seconde partie de ce manuscrit.

L'objet du chapitre 4 portera sur l'étude du diagramme de rayonnement de structures supportant des modes de Bloch au dessus du cône de lumière et les moyens d'actions, sur le cristal photonique lui-même ou son environnement, que l'on a pour modifier l'émission de la structure. Des résultats de simulation et expérimentaux viendront illustrer le propos.

Enfin, dans un dernier chapitre, nous décrirons le couplage entre un guide d'onde ruban et un cristal photonique exploitant un mode de Bloch au dessus du cône de lumière. Nous étudierons ce couplage pour deux types de composants particuliers :

- Un cristal photonique à réseau de pilier, supportant un mode de Bloch à forte résonance (ne se couplant pas en Γ aux modes rayonnés)
- Une microcavité à double cristaux photoniques. Nous verrons comment il est possible d'atteindre de très fortes efficacités de couplage. Nous montrerons que ce type de dispositif peut trouver sa place au sein de circuits photoniques intégrés.

Chapitre 2

Microlasers à émission par la surface : exploitation de modes à fortes résonances

Sommaire

2.1	Présentation du cristal photonique étudié	34
2.2	Modes de Bloch dans une structure de dimension finie : un peu de formalisme	37
2.2.1	Cas de la structure infinie	37
2.2.2	Cas de la structure de taille finie	37
2.2.3	Dynamique du mode de Bloch dans une structure de taille latérale finie	40
2.2.4	Sources de pertes dans un cristal photonique de dimensions finies	40
2.3	Etude du facteur de qualité dans une structure de dimensions finies	41
2.3.1	Facteur de qualité du mode A1 dans un cristal photonique 2D uniforme	41
2.3.2	Facteur de qualité vertical	43
2.3.3	Etude des fuites latérales	44
2.4	Stratégies de confinement du mode de Bloch en Γ	46
2.4.1	Réduction des pertes latérales	46
2.4.2	Réduction des dimensions du puits	50
2.4.3	Réduction des fuites hors du plan	53
2.5	Réalisation expérimentale	56
2.5.1	Conception des structures	56
2.5.2	Description du procédé technologique sur substrat SOI ou miroir de Bragg	56
2.5.3	Description du banc de caractérisation de photoluminescence	61
2.5.4	Description du banc de champ proche optique	62
2.5.5	Résultats expérimentaux sur membrane InP+BQ sur substrat SOI	63
2.5.6	Structures laser optimisées	67
2.6	Conclusion	82

DANS ce chapitre, nous nous intéresserons aux modes de Bloch situés au point Γ de la courbe de dispersion qui présentent un faible taux de couplage avec les modes rayonnés. Particulièrement en ce point, ce couplage peut être parfaitement nul. Dans un cristal photonique infini, la durée de vie des photons est alors infinie. Pour des structures de dimensions latérales finies, la stricte localisation du vecteur d'onde dans le plan, $k_{//}$, en Γ est relâchée et le mode peut alors subir des pertes hors du plan. Cependant, nous verrons que ces modes de Bloch présentent de forts facteurs de qualité pour des tailles de dispositifs relativement petites, généralement inférieures à $15\mu m$. L'étude du confinement de tels modes dans des structures à cristal photonique 2D sera abordée à travers l'étude de leurs pertes verticales et latérales dans des réseaux de dimensions latérales finies. Cela nous permettra de dégager les paramètres régissant le confinement du mode dans la structure de dimensions finies, puis d'élaborer une stratégie visant à améliorer ce confinement, vers des tailles de composants toujours plus compactes, tout en conservant des facteurs de qualité élevés. Il s'agira dans un premier temps de modifier l'environnement du cristal photonique 2D, soit dans le plan, par une modification graduelle de sa géométrie, soit verticalement par l'ajout d'un miroir de Bragg sous la membrane, afin de localiser le mode de Bloch sur un volume modal faible tout en maximisant la durée de vie des photons. Toutes ces propriétés sont requises pour la réalisation de microlasers à faible seuil et émettant par la surface. Des premiers démonstrateurs ont été réalisés et nous présenterons les méthodes de fabrication des structures. Les caractérisations, réalisées aussi bien en champ proche qu'en champ lointain, permettront de mettre en évidence expérimentalement les propriétés de ces modes de Bloch présentées théoriquement dans la première partie de ce chapitre.

Bien que nous nous focalisions sur des réseaux de piliers, toutes les propriétés présentées dans cette partie pour les modes qui ne se couplent pas en Γ sont également valables dans les réseaux de trous.

2.1 Présentation du cristal photonique étudié

Dans ce travail, les réseaux de piliers seront soit en silicium ($n=3.5$ à $1.5\mu m$), pour la réalisation de composants passifs, soit en Phosphore d'Indium (InP, $n=3.17$ à $1.5\mu m$) incluant un milieu à gain, pour la réalisation de composants actifs tels que des microlasers. Ces structures seront reportées sur des substrats de silice (SiO_2) ou des miroirs de Bragg. Elles pourront également être totalement englobées dans une matrice de silice ou bien non recouvertes. Les piliers seront arrangés selon une maille carrée.

La figure 2.1 présente le diagramme de dispersion d'un réseau de piliers de silicium arrangés selon une maille carrée dans une matrice de silice d'indice 1.45. Nous nous intéresserons plus particulièrement au premier mode non dégénéré, que nous nommerons par la suite A1 en référence à la classification de la théorie des groupes (annexe). En effet, ce mode présente de multiples avantages :

- Sa faible courbure de bande en Γ favorise son confinement latéral ;
- L'intensité du champ est localisé dans le matériau de plus fort indice, ce qui renforce

l'interaction avec les émetteurs (boîtes ou puits quantiques) placés au centre de la membrane ;

- Sa fréquence se situe au bord d'une bande interdite dans la direction X, ce qui limite la compétition entre modes. Dans la direction M, les modes possèdent une très forte courbure de bande, ils seront donc à très grande vitesse de groupe. Leur durée de vie dans la membrane sera donc moindre que le mode A1.

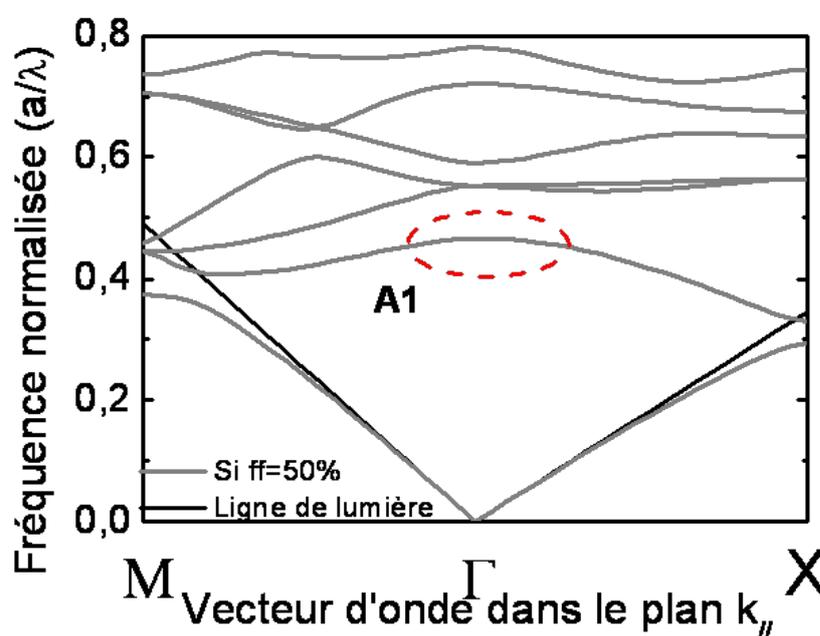


FIGURE 2.1 – Structure de bandes (MPB 2D +indice effectif) d'un réseau carré de piliers de silicium englobés dans la silice pour la polarisation TE. Le mode A1 étudié plus particulièrement ici est cerclé de rouge.

La répartition spatiale du champ E_x et H_z du mode A1 dans un cristal photonique constitué de 11×11 piliers diélectriques de période $a=0.58\mu m$ et de facteur de remplissage 50% calculée à l'aide de la FDTD 3D est donnée figure 2.2. Il apparaît clairement sur ces cartographies que les fuites dans le plan du cristal photonique sont importantes, en dépit de sa faible courbure de bande. La suite de l'étude porte sur la dynamique du mode de Bloch dans une structure de dimensions finies et l'ingénierie de la structure afin de limiter les fuites et augmenter la durée de vie des photons dans le cristal photonique.

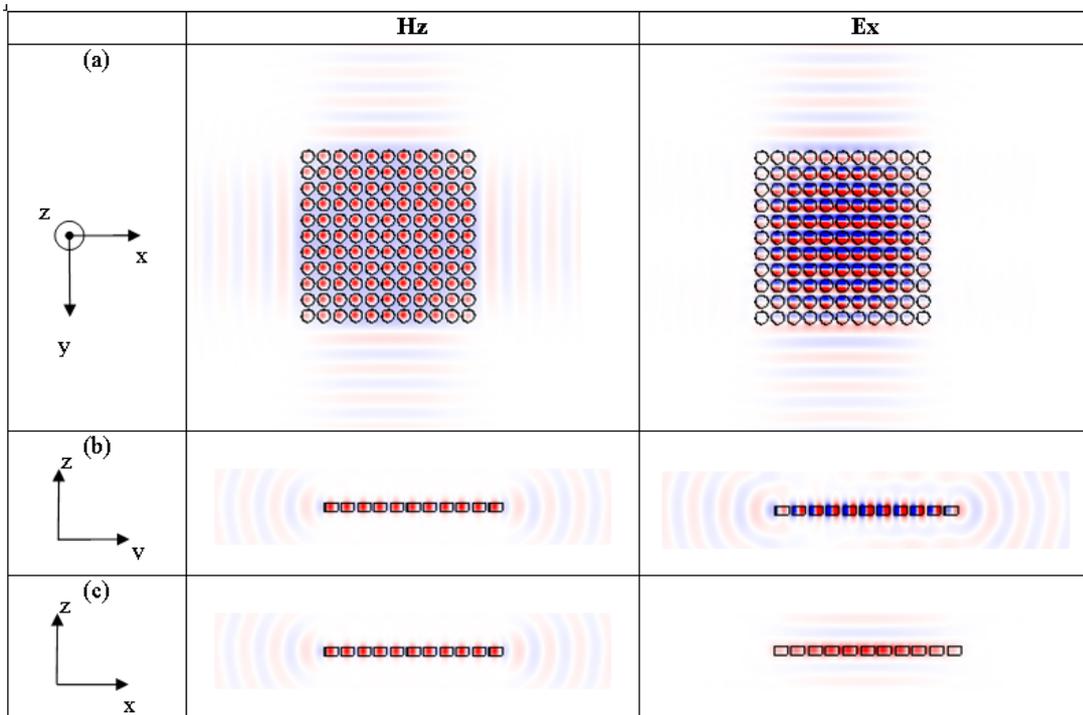


FIGURE 2.2 – Cartographie du champ H_z et E_x au centre de la membrane (a) et dans les coupes transverses à la membrane (b) et (c) dans un réseau carré de 11×11 piliers en silicium englobés dans la silice. Le facteur de remplissage est 50%, la longueur d'onde de résonance est $1.53 \mu\text{m}$.

2.2 Modes de Bloch dans une structure de dimension finie : un peu de formalisme

2.2.1 Cas de la structure infinie

Dans une structure de taille latérale infinie et de période a , le mode de Bloch, considéré sans pertes, est parfaitement localisé dans l'espace réciproque, c'est-à-dire qu'il possède un unique vecteur d'onde $k_{//}$ qui vaut, pour un mode situé en Γ , 0. C'est bien le cas d'un mode de Bloch qui *ne se couple pas* en Γ , qui nous intéresse ici, pour lequel la durée de vie des photons dans le cristal photonique est infinie. Dans l'espace réel, le mode de Bloch est délocalisé, et s'étend sur toute la surface du cristal photonique. Un exemple de répartition spatiale de la composante Hz pour un tel mode est donné figure 2.3. L'amplitude du champ est la même sur l'ensemble de la structure. La transformée de Fourier de cette répartition donne un Dirac en $k_{//}=0$.

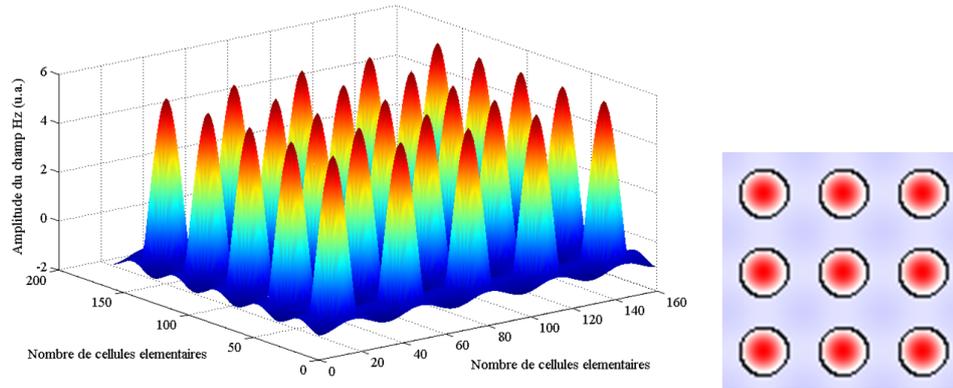


FIGURE 2.3 – Amplitude et répartition spatiale du champ Hz dans une structure à réseau carré de piliers ($ff=38\%$) supposée de taille latérale infinie.

2.2.2 Cas de la structure de taille finie

Dans le cas où le cristal photonique est de dimensions finies, le vecteur d'onde dans le plan $k_{//}$ n'est plus localisé exactement en Γ mais possède une extension autour de ce point dans l'espace réciproque. Dans l'espace réel, l'amplitude du champ n'est plus constante sur toute la surface du cristal photonique mais possède alors une enveloppe qui dépend de la forme et de la taille de la structure. On peut donc voir le cristal photonique de taille finie comme une cavité à l'intérieur de laquelle le mode de Bloch est soumis à des conditions d'existence.

En étudiant les conditions d'existence du mode dans le cristal photonique de dimensions finies, nous allons introduire le concept de fonction enveloppe et définir les différentes sources de pertes dans ces structures.

Conditions d'existence du mode de Bloch en cavité

Dans une structure de taille latérale infinie et de période a , le champ électrique $\mathbf{E}_{n,k}$ du mode de Bloch sur la bande n du diagramme de dispersion et de vecteur d'onde \mathbf{k} vérifie l'équation d'onde suivante :

$$\nabla \wedge (\nabla \wedge \mathbf{E}_{n,k}(\mathbf{r})) = \left(\frac{\omega_n}{c}\right)^2 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{n,k}(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

Où $\epsilon(\mathbf{r})$ est la fonction diélectrique périodique du cristal photonique. En utilisant le théorème de Bloch, les modes prennent alors la forme :

$$\mathbf{E}_{n,k}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{n,k}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.2)$$

Les modes de Bloch ainsi obtenus sont donc composés de fonctions de Bloch $\mathbf{u}_{n,k}$ qui possèdent la périodicité de la structure (théorème de Bloch) et d'une fonction $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, décrivant la propagation du mode [16, 30]. En négligeant l'interaction entre les bandes, il est possible de décrire le mode de cavité comme une superposition de modes de Bloch du cristal photonique infini [44] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int W(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) d\mathbf{k} \quad (2.3)$$

Où $\mathbf{E}_{\mathbf{k}}$ est le mode de Bloch du cristal photonique infini au point \mathbf{k} (ci-dessus).

En supposant que le confinement n'est pas brutal, il est alors possible de montrer que si $F(\mathbf{r})$ est la transformée de Fourier inverse de $W(\mathbf{k})$, alors $F(\mathbf{r})$ est la fonction enveloppe du mode :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = F_1(\mathbf{r}) \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad \text{avec} \quad F_1(\mathbf{r}) = \int W_1(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{k} \quad (2.4)$$

Le rôle de la fonction enveloppe devient ici tout à fait clair : elle module les fonctions de Bloch du cristal. La transformée de Fourier de la fonction enveloppe $F(\mathbf{r})$ nous donne accès à la décomposition en modes de Bloch du mode de la cavité. La fonction enveloppe doit satisfaire les conditions aux frontières de la cavité, que l'on peut écrire dans une dimension de la manière suivante :

$$k(\omega_0)L = p\pi - \phi_r(\omega_0) \quad \text{avec} \quad p \text{ un entier} \quad (2.5)$$

Dans cette équation, L est la longueur de la cavité, ω_0 la fréquence de résonance du mode de cavité et ϕ_r la phase à la réflexion sur les frontières. En la supposant nulle, il est alors possible de relier les dimensions dans l'espace réel aux dimensions dans l'espace réciproque : $k(\omega_0) = \pm p \frac{\pi}{L}$. La condition d'existence du mode de Bloch dans la cavité à cristal photonique est donc donnée par cette dernière équation qui traduit la quantification du vecteur d'onde du mode dans une structure de dimensions latérales finies.

Quelques exemples de modulation de l'enveloppe dans un cristal photonique sont représentés figure 6. Une étude détaillée de la répartition du champ dans un cristal photonique de dimensions finies en utilisant le formalisme de la fonction enveloppe peut être trouvée dans [45].

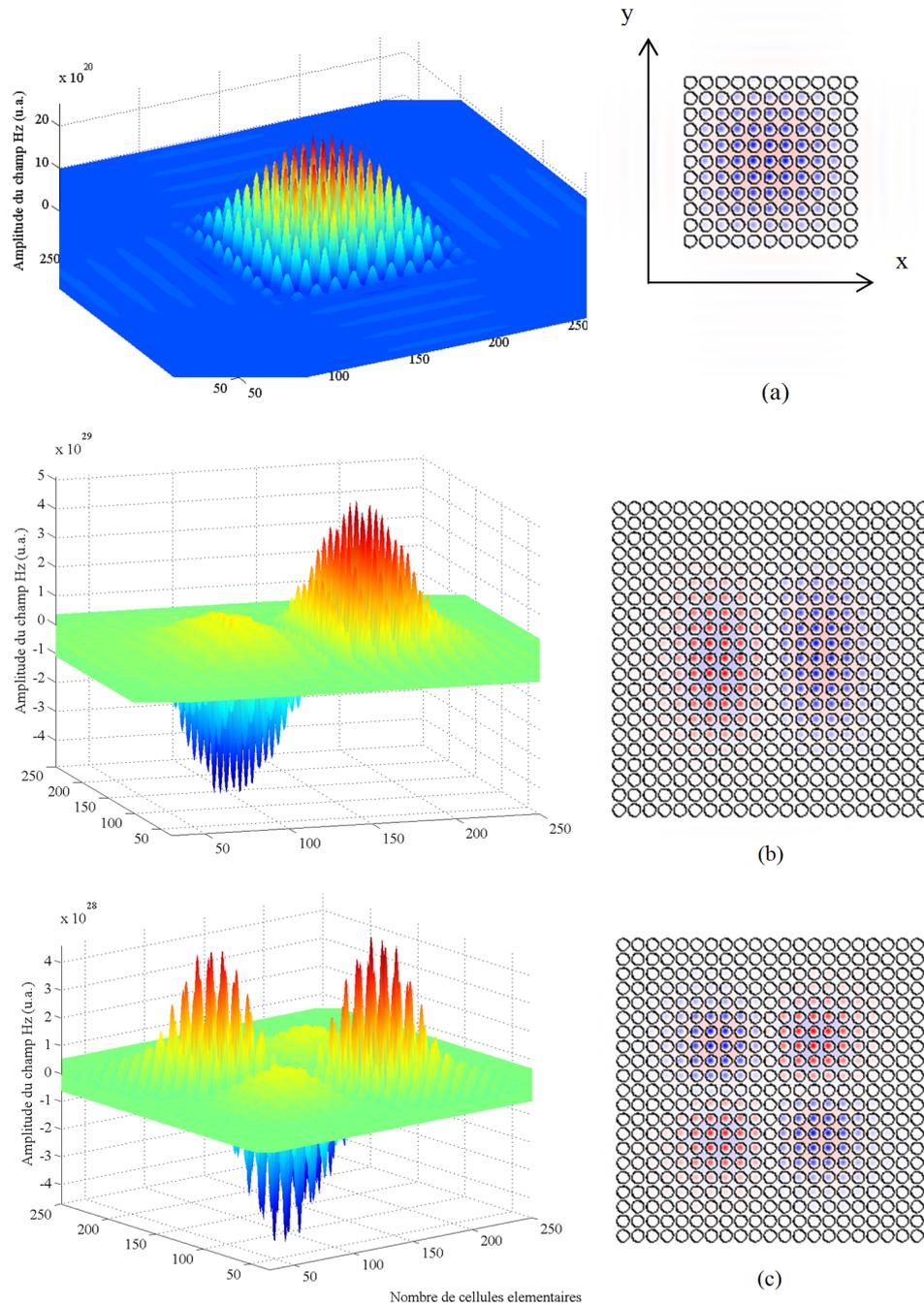


FIGURE 2.4 – Quelques exemples de modulation du mode de Bloch par la fonction enveloppe dans un CP 2D de taille latérale finie (composante Hz du champ du mode A1 en polarisation quasi-TE). Les différents ordres sont notés en fonction du nombre de lobes dans les direction x et y : ordre (1,1) (a), ordre (2,1) (b), ordre (2,2) (c). Les longueurs d'onde de ces modes sont respectivement : 1.527, 1.5338 et 1.5399 μm

2.2.3 Dynamique du mode de Bloch dans une structure de taille latérale finie

Comme nous venons de le voir, dans une structure de taille latérale finie, le vecteur d'onde $k_{//}$ du mode de Bloch n'est plus exactement défini en Γ , mais possède un élargissement Δk lié à la troncature de la structure imposée par la cavité. Autour du point Γ , l'approximation parabolique peut être appliquée [46] : $\omega = \omega_0 + \frac{1}{2}\alpha k_{//}^2$ où α est la dérivée seconde de la courbure de la bande étudiée. La vitesse de groupe moyenne du mode de Bloch s'exprime alors de la façon suivante : $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \alpha k_{//}$. Le mode sera donc d'autant plus "lent" que la courbure de bande sera faible. On aura donc tout intérêt à utiliser des modes de Bloch lents présentant la plus faible courbure de bande possible, limitant ainsi l'extension latérale du mode dans le cristal photonique et donc les pertes aux bords de la cavité.

2.2.4 Sources de pertes dans un cristal photonique de dimensions finies

Lorsque le mode de Bloch est situé dans une structure de taille latérale finie, la durée de vie des photons est limitée par l'ensemble de ses pertes dans toutes les directions de l'espace. Ces fuites peuvent être classées selon leur origine (voir figure 2.5). On distingue d'une part les fuites aux frontières de la structure, d'autre part les fuites verticales, dues à la nature du mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière, c'est-à-dire dues au couplage des composantes du mode en $k_{//} \neq 0$ avec l'ensemble des modes rayonnées. Le facteur de qualité total du mode de Bloch est alors donné par : $Q_{\text{total}}^{-1} = Q_{\text{latéral}}^{-1} + Q_{\text{vertical}}^{-1}$.

Le facteur de qualité latéral est défini par le produit : $Q_{\text{latéral}} = \omega \tau_l$, où τ_l est la durée de vie du photon avant sa fuite latérale aux bords du cristal photonique. Cette quantité est directement liée à la vitesse de groupe et à la courbure de la bande α au point Γ d'après les considérations précédentes. Le facteur de qualité vertical quant à lui est défini de la manière suivante : $Q_{\text{vertical}} = \omega \tau_v$, où τ_v est la durée de vie du photon avant de s'échapper hors du plan de la structure, par couplage aux modes rayonnés. Nous allons maintenant étudier ces différents processus de pertes et mettre en valeur les paramètres qui régissent le confinement du mode de Bloch dans un cristal photonique de taille finie. Nous décrirons ensuite une stratégie pour permettre de limiter ces fuites afin de garder un facteur de qualité élevé tout en diminuant le volume modal.

Dans cette première partie, les cristaux photoniques 2D utilisés seront des réseaux carrés de micropiliers de silicium dans la silice. Ce choix est justifié par le fait qu'une partie des composants réalisés seront fabriqués dans la centrale technologique du LETI-CEA à Grenoble ce qui permet d'exploiter la résolution de la lithographie Deep UV sur des plaques SOI ou silicium amorphe 200mm. L'épaisseur de la membrane de silicium, de 300nm, a été choisie parmi les épaisseurs standards disponibles. Afin de garder le système symétrique, le cristal photonique est entièrement enterré dans la silice (SiO_2).

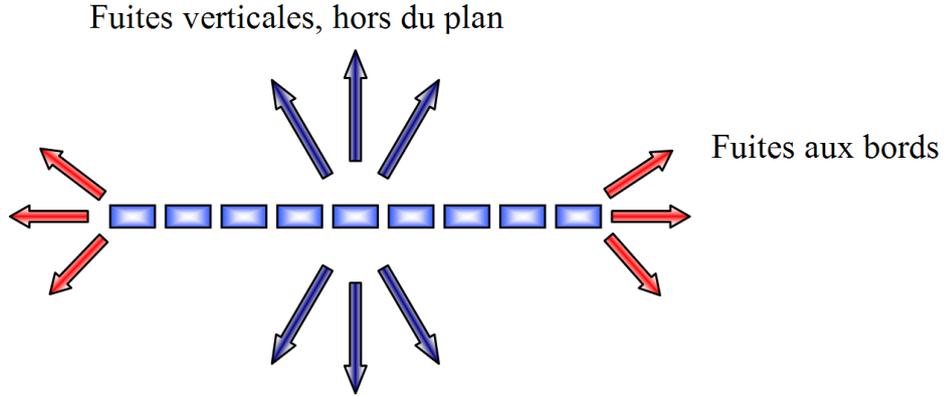


FIGURE 2.5 – Classification des différentes sources de pertes pour un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière dans une structure de dimensions finies.

2.3 Etude du facteur de qualité dans une structure de dimensions finies

2.3.1 Facteur de qualité du mode A1 dans un cristal photonique 2D uniforme

Dans un premier temps, nous allons étudier l'évolution du facteur de qualité du mode A1 en fonction de la taille latérale du réseau et de son facteur de remplissage, afin de dégager les paramètres géométriques du cristal photonique présentant les meilleurs facteurs de qualité.

La figure 2.6 donne le facteur de qualité du mode A1 en fonction de la surface occupée par le cristal photonique 2D et du facteur de remplissage de silicium de la structure. La surface du cristal photonique est calculée selon la formule suivante : $((N - 1)a + 2r)^2$ où N est le nombre de rangées de piliers suivant la direction X , r le rayon des piliers et a la période. Dans la figure 2.6, la période du cristal photonique est $1\mu m$, la longueur d'onde du mode de Bloch A1 varie en fonction du facteur de remplissage. Pour ce mode, le facteur de qualité tend vers l'infini lorsque la taille de la structure augmente. Cependant, lorsque le cristal photonique est de taille limitée, il existe alors une compétition entre les fuites verticales et latérales. C'est ce que l'on observe sur les cartographies du champ H_z et E_x de la figure 2.2 : nous sommes en présence d'un mode qui s'étend sur toute la surface du cristal photonique et dont le champ fuit aussi bien sur les bords de la structure que dans la direction verticale. Il est difficile cependant d'évaluer le rapport entre pertes latérales et verticales sur l'observation d'une simple cartographie de champ.

Il est intéressant de noter à partir de la figure 2.6, que pour une surface donnée, le plus fort facteur de qualité est obtenu pour un facteur de remplissage particulier, ici le plus souvent 38 ou 50% (phénomène en accord avec [47] pour un mode au dessus du cône de lumière dans un réseau de trous). Sur la figure 2.7, nous avons reporté le facteur de qualité du mode A1 en fonction du facteur de remplissage du cristal photonique pour deux tailles données : 5×5 et 21×21 piliers. Pour la plus petite taille du CP, le facteur de qualité maximum est obtenu pour un facteur de

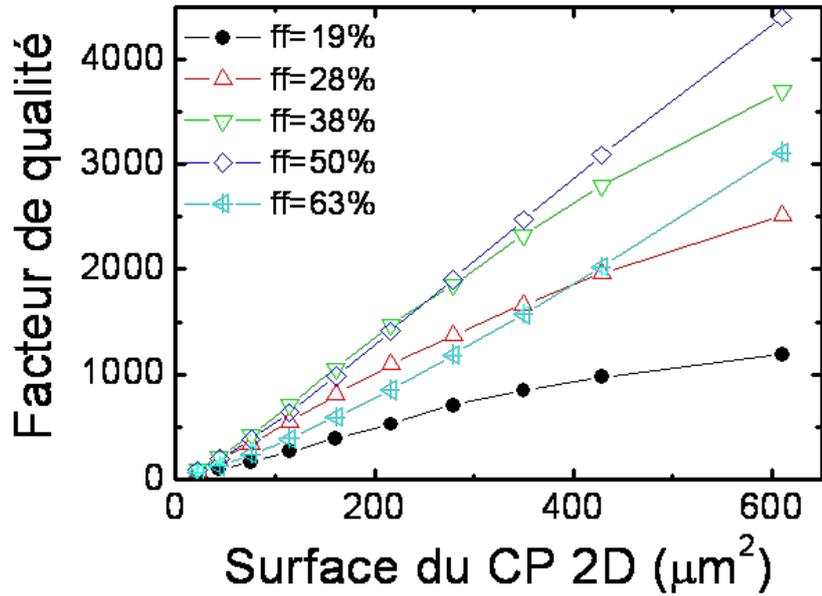


FIGURE 2.6 – Facteur de qualité (FDTD 3D) du mode A1 en fonction de la surface occupée par le cristal photonique et du facteur de remplissage de silicium à période constante.

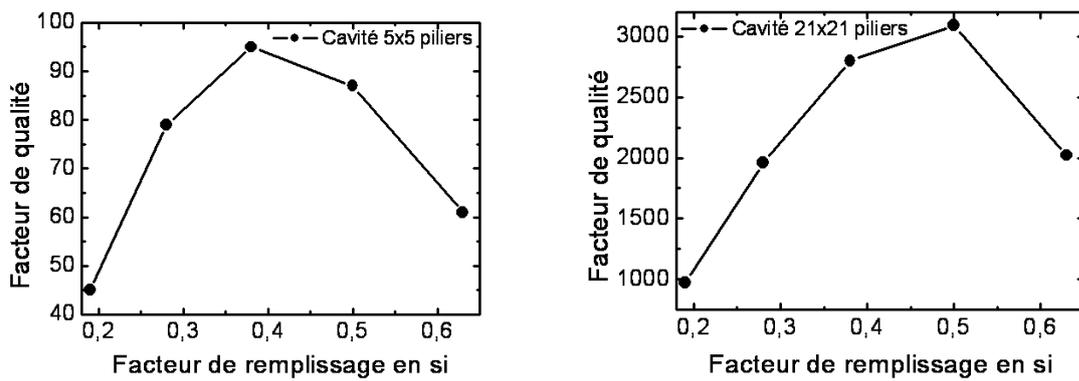


FIGURE 2.7 – Facteur de qualité du mode A1 en fonction du facteur de remplissage du CP 2D pour un CP de 5x5 piliers (a) et 21x21 piliers (b).

remplissage en silicium de 38% alors que pour une taille supérieure, il est atteint lorsque $ff=50\%$. Dans les deux cas, le facteur de qualité le plus élevé est obtenu pour des facteurs de remplissage proches (38 et 50%) alors que les dimensions sont très différentes.

Dans la suite, nous allons tenter de déterminer les contributions relatives des pertes aux bords de la structure des pertes dans la direction verticale. Cela permettra de donner quelques règles de conceptions de cristaux photoniques 2D supportant un mode qui ne se couple pas en Γ .

2.3.2 Facteur de qualité vertical

Il est possible d'estimer le taux de pertes verticales d'un mode de Bloch à partir du calcul de sa fréquence complexe. En effet, le facteur de qualité vertical pour un mode situé autour du point Γ dans un cristal photonique de taille latérale infinie s'écrit : $Q_{\text{vertical}} = -\frac{\omega_{\text{réelle}}}{2\omega_{\text{imaginaire}}}$. La figure 2.8 donne le diagramme de bandes en fréquence complexe pour le mode A1 dans un cristal photonique de taille latérale infinie, d'épaisseur 300nm de silicium. Il a été calculé en utilisant le logiciel FDTD Meep, qui permet de placer des conditions aux limites périodiques latéralement et des interfaces absorbantes (PML) dans la direction verticale. La partie imaginaire croît lorsque

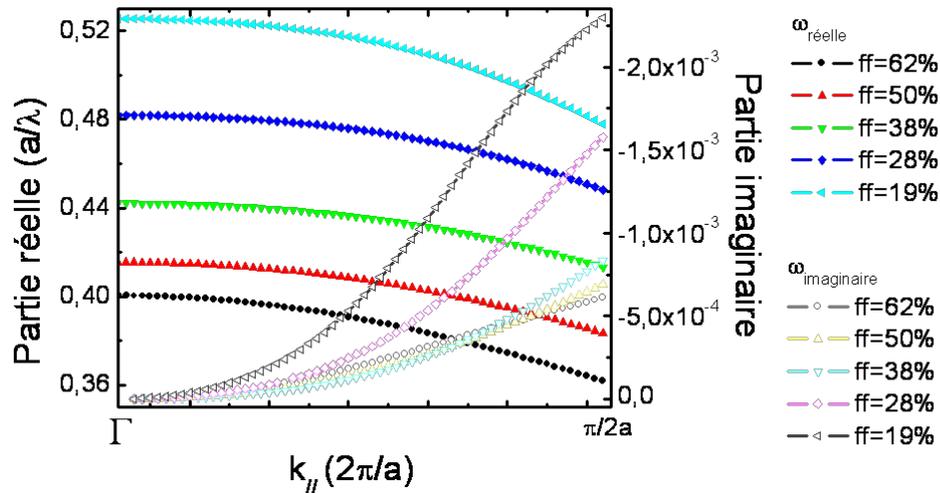


FIGURE 2.8 – Diagramme de bandes donnant la valeur de la fréquence complexe en fonction du vecteur d'onde $k_{//}$ dans la direction X de l'espace réciproque. Les résultats sont donnés pour des valeurs de facteurs de remplissage variant de 19 à 62%.

l'on s'éloigne du point Γ où elle est nulle. Cela signifie que les fuites verticales, dues au couplage du mode de Bloch avec les modes rayonnées, apparaissent pour des valeurs de $k_{//} = 0$ et augmentent à mesure que $k_{//}$ augmente. Ainsi, plus la taille du cristal photonique sera petite et plus les pertes hors du plan seront importantes. Cet effet dépend néanmoins du facteur de remplissage utilisé. En utilisant le fait que le vecteur d'onde de l'espace réciproque k est lié à l'espace réel par $k_{//} \approx \frac{\pi}{L}$ pour le mode fondamental et en supposant toujours que la phase à la réflexion aux interfaces entre le cristal photonique 2D et l'extérieur est nulle, il est possible de calculer à partir de la fréquence complexe le facteur de qualité vertical en fonction de la surface occupée par le

cristal photonique. Le résultat est donné figure 2.9. Il est intéressant de noter que les facteurs de remplissage 38 et 50% présentent, pour des surfaces supérieures à $6\mu\text{m}^2$ le confinement vertical le plus important.

Ce facteur de qualité vertical rend compte uniquement des fuites hors du plan dues au couplage

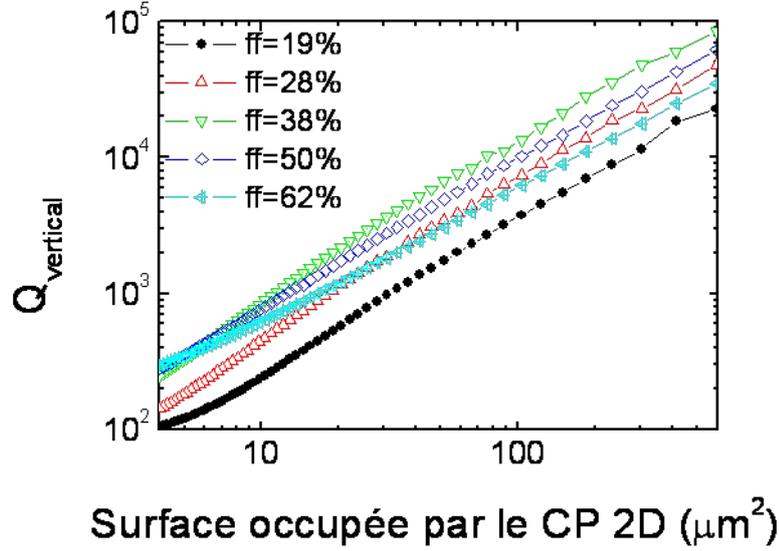


FIGURE 2.9 – Facteur de qualité vertical en fonction de la surface occupée par le cristal photonique 2D pour des facteurs de remplissage de silicium variant de 19 à 62%.

du mode de Bloch avec les modes rayonnés dans une structure de dimensions latérales finies pour des valeurs de $k_{//} \neq 0$. Les facteurs de remplissage en matériau haut indice qui permettent un confinement vertical le plus important semble donc être situés entre 38 et 50%. Nous allons maintenant étudier les éléments régissant le confinement latéral du mode dans le cristal photonique.

2.3.3 Etude des fuites latérales

Afin d'exprimer la valeur du facteur de qualité latéral, nous reprenons le modèle Fabry-Pérot développé dans [48] pour des modes parfaitement guidés dans la membrane (nous nous affranchissons ici des pertes verticales). Ce formalisme, valable uniquement pour une cavité 1D, permet de mettre en évidence le lien entre facteur de qualité latéral et vitesse de groupe. Le facteur de qualité latéral est exprimé de la manière suivante :

$$Q_{\text{latéral}} = \frac{\pi}{(1 - R(\lambda_0))} \left[2 \frac{L}{\lambda_0} n_g(\lambda_0) - \frac{\lambda_0}{\pi} \frac{\phi_r}{\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right] \quad (2.6)$$

R étant la réflectivité modale aux interfaces de la cavité, ϕ_r la phase à la réflexion, λ_0 la longueur d'onde de résonance, L la longueur de la cavité, n_g l'indice de groupe.

L'indice de groupe n_g vaut $\frac{c}{v_g}$. Nous avons vu plus haut que la vitesse de groupe s'écrit $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \alpha k_{//}$ en utilisant l'approximation parabolique pour un mode situé autour de Γ . Nous avons également vu que les conditions d'existence du mode de Bloch dans la cavité permettent d'écrire : $k = \frac{p\pi - \phi_r}{L}$. Il est alors possible de réécrire l'équation 2.6 de la façon suivante :

$$Q_{\text{latéral}} = \frac{\pi}{(1 - R(\lambda_0))} \left[2 \frac{c}{\lambda_0} \frac{L^2}{\alpha} n_g(\lambda_0) - \frac{\lambda_0}{\pi} \frac{\phi_r}{\lambda} \Big|_{\lambda_0} \right] \quad (2.7)$$

Cette expression est constituée de deux termes entre parenthèses : le second terme est lié à la durée de vie du photons hors de la cavité avant d'être réfléchi à l'intérieur de la structure. L'effet de la réflectivité modale aux interfaces du cristal photonique sur le facteur de qualité est expliqué dans [49].

Le premier terme est lié à la durée de vie des photons dans la membrane à cristal photonique avant qu'ils n'atteignent les bords. Ce terme dépend de la taille du cristal photonique (terme en L^2), mais également de la courbure de bandes α autour de Γ . Le facteur de qualité latéral sera d'autant plus important que les dimensions latérales du cristal photonique seront importantes et que la courbure de bande est faible.

La figure 13 montre l'évolution de la valeur de la courbure de bande en α du mode A1 en fonction du facteur de remplissage du cristal photonique 2D. Cette courbe montre que la valeur de la courbure de bande autour de Γ n'est pas une fonction monotone du facteur de remplissage mais elle présente un minimum situé autour de 35%. D'après les résultats obtenus sur le calcul du facteur de qualité vertical et latéral, nous choisirons dans la suite de travailler avec des facteurs de remplissage situés entre 30 et 50%.

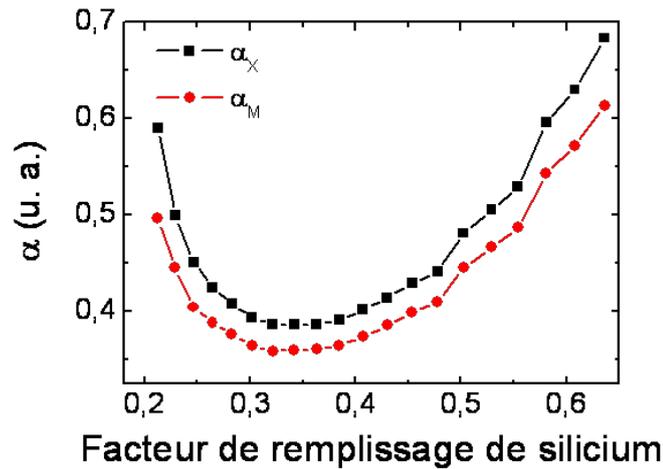


FIGURE 2.10 – Courbure de bande pour le mode A1 autour de Γ en fonction du facteur de remplissage du CP 2D à réseaux de piliers.

Pour des applications en photonique intégrée, les dispositifs exploitant des modes de Bloch au

point Γ , comme pour la réalisation de microlasers à émission par la surface, doivent fonctionner sur des structures ayant des tailles relativement faibles, tout en gardant leurs propriétés (confinement et forts facteurs de qualité).

Dans la suite, nous allons présenter les stratégies employées afin de réduire les fuites latérales dans un premier temps, puis verticales, tout en réduisant la taille de la structure.

2.4 Stratégies de confinement du mode de Bloch en Γ

2.4.1 Réduction des pertes latérales

Le confinement des modes de Bloch dans des hétérostructures a été pour la première fois étudié par Song et *al.* dans [25] sur un guide d'onde W1 créé par le retrait d'une rangée de trous dans un cristal photonique à maille triangulaire (voir figure 2.11). Le principe est de réaliser un puits de potentiel par la modification localisée de la période et de la taille des trous pour permettre un confinement des photons sur des volumes restreints, tout en assurant une grande durée de vie des photons dans le puits. En utilisant ce principe, il est possible d'atteindre des facteurs de qualité de plusieurs millions en simulation. Expérimentalement, cela a été récemment démontré (1 millions dans [26]).

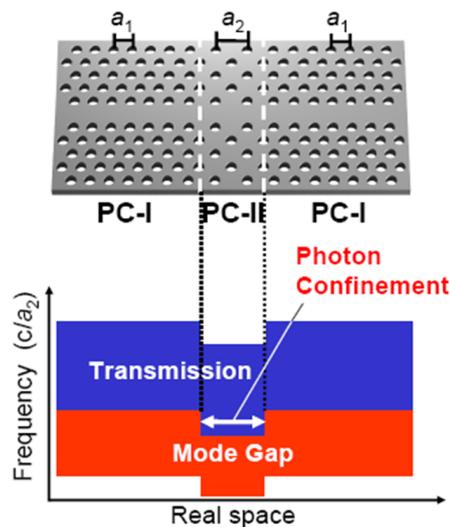


FIGURE 2.11 – Principe d'une hétérostructure photonique proposé dans [25].

Ce concept a été récemment appliqué sur des modes de Bloch dans ces cristaux photoniques bidimensionnels en bord de bande *au dessous du cône de lumière* dans une structure constituée d'un réseau triangulaire de trous [50]. Des facteurs de qualité atteignant 10^7 ont été obtenus sur des volumes modaux relativement faibles (quelques $(\frac{\lambda}{n})^3$).

Confiner un mode de Bloch lent dans une structure de taille latérale limitée consiste à créer une réflexion sur les bords de la structure à l'aide de miroirs "doux" de manière à supprimer les pertes

latérales sans provoquer de pertes diffractées additionnelles significatives [51].

Dans cette partie, nous nous proposons de confiner le mode A1 en exploitant le concept d'hétérostructure à cristal photonique. Il s'agira d'atténuer voire de supprimer les pertes latérales mises en évidence précédemment. L'hétérostructure étudiée est représentée figure 2.12. En augmentant le diamètre des piliers extérieurs sans changer la période du cristal photonique, on modifie légèrement le facteur de remplissage sur le contour du cristal photonique. Comme cela est montré figure 2.12, l'augmentation du facteur de remplissage entraîne alors un abaissement des bandes dans le diagramme de dispersion. Ceci a pour effet de créer une barrière pour les photons situés au centre de la structure, dans le puits. La fréquence des photons dans le puits est interdite dans la barrière et ils resteront donc confinés à l'intérieur du cristal photonique. Cet effet n'est réalisé que dans la direction X puisque la bande interdite est située seulement dans cette direction. Cependant, le cristal photonique est orienté de manière à construire l'hétérostructure selon cette direction X. Les effets de fuites dans la direction M seront ainsi négligeables. D'autre part, la courbure de bande du mode A1 dans la direction M est plus faible que selon X ; le mode aura donc tendance à moins s'étendre dans la direction M. Enfin, le couplage aux modes dans la barrière dans la direction M nécessite un fort Δk .

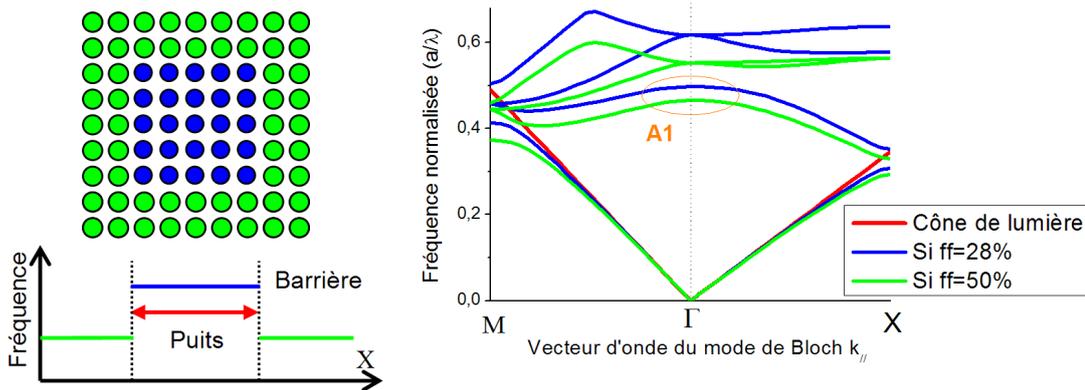


FIGURE 2.12 – Schéma et principe de l'hétérostructure : les piliers extérieurs ont un diamètre un peu plus grand que ceux du centre, cela crée un puits photonique pour les photons (calcul du diagramme de bandes avec MPB 2D + indice effectif).

Afin d'étudier l'effet de cette hétérostructure sur le confinement latéral du mode A1, nous avons calculé, en utilisant la FDTD 3D, le facteur de qualité de ce mode en fonction du nombre de rangées de la barrière ainsi que du facteur de remplissage de celle-ci. Le puits choisi est constitué de 11x11 piliers de silicium de facteur de remplissage 38% ou 50%, englobé dans la silice. L'épaisseur de la membrane est 300nm et la période du cristal photonique est $0.63\mu m$ pour $ff=38\%$ et $0.58\mu m$ pour $ff=50\%$. La longueur d'onde de résonance du mode A1 est toujours $1.55\mu m$. Les résultats pour les deux facteurs de remplissage du puits, 38% et 50%, sont donnés figure 2.13.

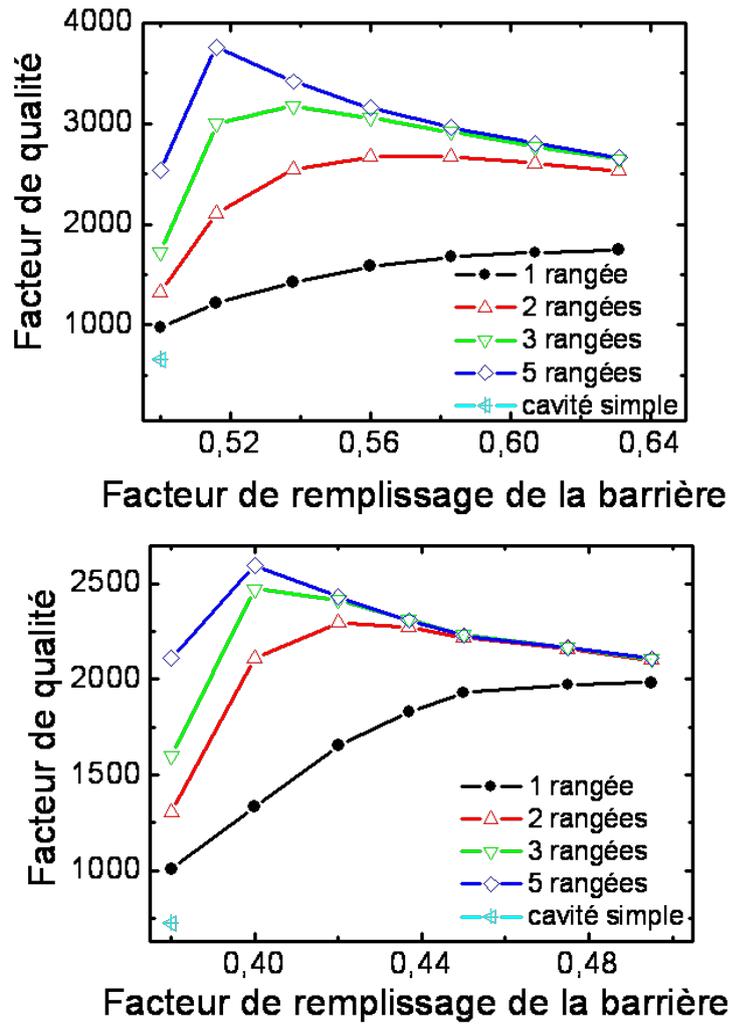


FIGURE 2.13 – Facteur de qualité du mode A1 en fonction du facteur de remplissage de la barrière et du nombre de rangées pour les deux facteurs de remplissage de cavité (38 et 50%).

Ici, le facteur de qualité est contrôlé d'une part par les pertes verticales, toujours présentes, et d'autre part, par les fuites latérales à travers la barrière ou diffractées à l'interface entre le puits et la barrière. Ces différentes sources de pertes sont schématisées sur la figure 2.14.

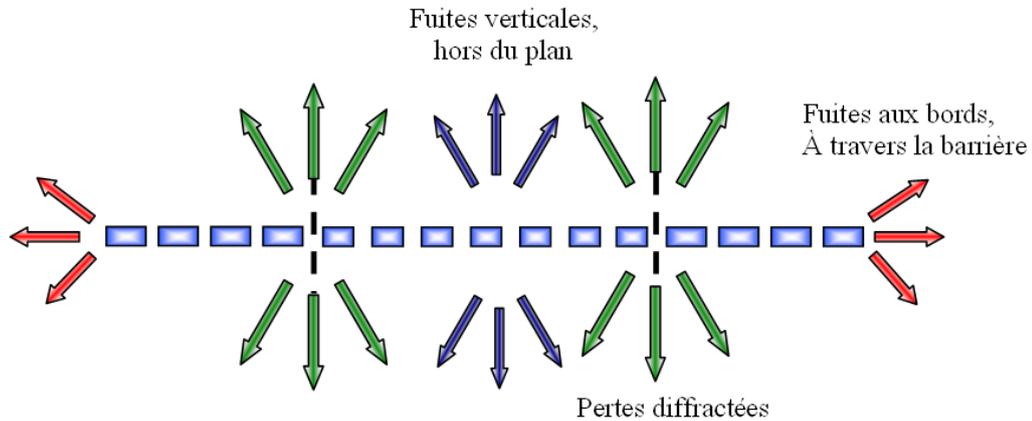


FIGURE 2.14 – Les différentes sources de pertes dans une hétérostructure à cristaux photoniques.

Les résultats de la figure 2.13 permettent de dégager quelques conditions pour optimiser le confinement latéral.

Si l'on a au moins 2 rangées barrière autour du puits (ou cavité) initial, le plus fort facteur de qualité est obtenu pour un facteur de remplissage de la barrière proche de celui de la cavité. Si l'on augmente le diamètre des piliers de la barrière, les pertes diffractées à l'interface entre le puits et la barrière deviennent importantes et le facteur de qualité du mode dans le puits s'affaiblit.

Si l'on a une seule rangée barrière autour de la cavité, le facteur de qualité ne cesse d'augmenter à mesure que le facteur de remplissage de la barrière augmente. En effet, une seule rangée ne suffit pas à inhiber les fuites latérales et il est alors nécessaire d'augmenter le diamètre des piliers pour les limiter.

La figure 2.15 montre la distribution du champ Hz et Ex dans l'hétérostructure. Celle-ci est constituée d'une cavité centrale de 11x11 piliers de facteur de remplissage 50% entourée de 5 rangées de facteur de remplissage 52%. Contrairement aux cartographies obtenues dans une structure uniforme (voir figure 2.2), il apparaît clairement qu'ici le champ est confiné latéralement au centre du cristal photonique.

Les fuites latérales du mode A1 dans un cristal photonique de taille limitée peuvent donc être supprimées grâce à l'utilisation d'une hétérostructure. En effet, celle-ci a permis de multiplier par plus de 5 le facteur de qualité du mode de la structure uniforme. Il a été mis en évidence que ces forts facteurs de qualité sont obtenus pour un grand nombre de rangées de blindage et de facteur de remplissage de la barrière très proche de celui de la cavité. Le confinement

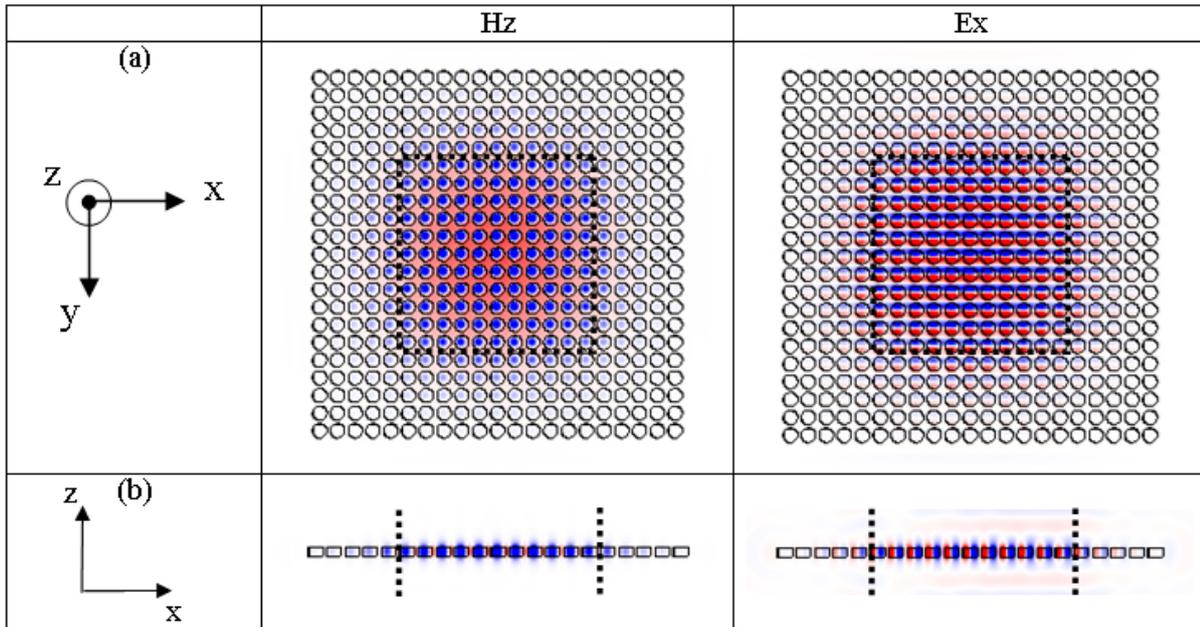


FIGURE 2.15 – Composantes H_z et E_x du champ du mode A_1 dans l’hétérostructure au centre de la membrane (a) et dans un plan transverse (b). Le puits central est matérialisé par des pointillés noirs.

“doux” du mode de Bloch dans la cavité permet en effet de supprimer les fuites latérales tout en s’assurant de limiter également les pertes dues à la diffraction à l’interface entre le puits et la barrière. Cette étude montre de plus, que le mode est très sensible aux variations géométriques de la structure.

Jusqu’ici, le puits central était constitué de 11×11 piliers. Nous allons rapidement observer les effets de telles hétérostructures sur des dimensions de puits plus petites.

2.4.2 Réduction des dimensions du puits

Les cavités constituées de 11×11 piliers, avec des périodes de l’ordre de $0.6 \mu m$, représentent des structures de tailles latérales d’environ $6 \mu m$. Si l’on réduit la taille du cristal photonique, les fuites latérales deviennent de plus en plus élevées. L’effet de l’hétérostructure devrait donc dans ce cas être encore plus important.

La figure 2.16 donne les facteurs de qualité du mode A_1 dans plusieurs hétérostructures : pour la première, il s’agit d’un puits de facteur de remplissage initial 50% entourées de 8 rangées barrière, pour la seconde le facteur de remplissage de la cavité est 38% et le puits est entouré de 5 rangées seulement. Le puits central est constitué successivement de 5×5 , 7×7 , 9×9 ou 11×11 piliers. Les facteurs de qualité du mode A_1 pour chacune de ces tailles de puits, sans aucune rangée supplémentaire, sont également reportés dans la figure 18 et représentés par des points colorés isolés. Les facteurs de qualité les plus importants sont logiquement obtenus pour des

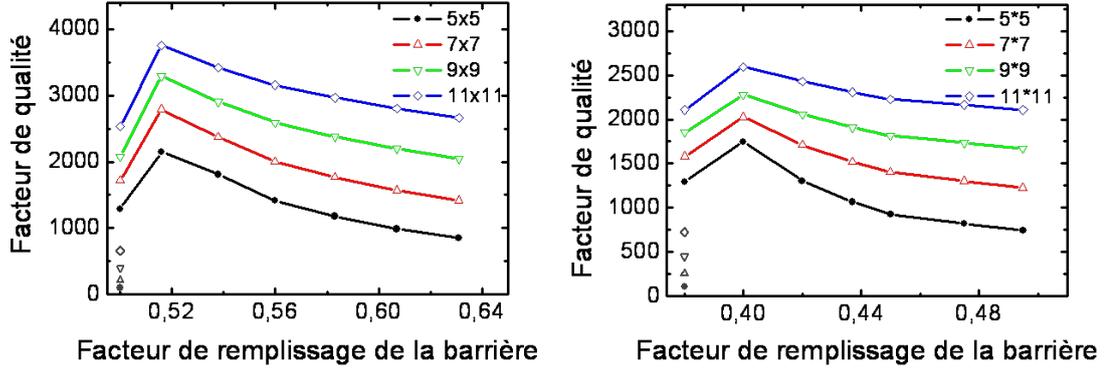


FIGURE 2.16 – Facteur de qualité du mode $A1$ dans des hétérostructures constitués de cavités de tailles 5×5 , 7×7 , 9×9 et 11×11 piliers entourées de 5 rangées barrière en fonction du ff de la barrière. Les points isolés correspondent au facteur de qualité des cavités sans hétérostructure.

grandes tailles de puits (11×11 piliers). L'évolution du facteur de qualité en fonction du facteur de remplissage de la barrière est semblable, dans l'interprétation, quelle que soit la taille du puits. En revanche, ce qu'il est important de remarquer c'est que l'augmentation relative du facteur de qualité est de plus en plus importante lorsque l'on diminue la taille de cavité. Le tableau 1 donne l'augmentation du facteur de qualité du mode $A1$ dans un puits de $ff=50\%$ en fonction de sa taille et du nombre de rangées barrière. Cette augmentation a été calculée par rapport à Q_0 le facteur de qualité du mode $A1$ dans une cavité simple sans aucune rangée supplémentaire. Pour une taille initiale de cavité de 11×11 piliers, le facteur de qualité est multiplié par plus de 5 si l'on rajoute 5 rangées de facteur de remplissage 51.6% . Pour la cavité de taille 9×9 piliers, celui-ci est multiplié par plus de 8, pour la cavité de taille 7×7 par plus de 13 et enfin pour la cavité de taille 5×5 par plus de 20. Ces augmentations sont encore plus importantes si l'on rajoute des rangées supplémentaires de barrières. Ceci s'explique par le fait que lorsque l'on diminue la taille de la cavité, les pertes latérales deviennent de plus en plus grandes amplifiant ainsi l'effet de l'hétérostructure sur le confinement du mode $A1$ dans la cavité. Cependant, plus la cavité est petite et plus le nombre de rangées barrière nécessaire à la suppression des pertes latérales doit être important.

Taille de cavité, $ff=50\%$	8 rangées, $ff=51.6\%$	5 rangées, $ff=51.6\%$
11×11	$5.9 * Q_0$	$5.7 * Q_0$
9×9	$8.5 * Q_0$	$8.2 * Q_0$
7×7	$14.1 * Q_0$	$13 * Q_0$
5×5	$27.9 * Q_0$	$21.9 * Q_0$

TABLE 2.1 – Augmentation du facteur de qualité du mode $A1$ dans une cavité de $ff=50\%$ en fonction de la taille de la cavité.

La figure 2.17 montre la répartition spatiale du champ dans une hétérostructure constituée d'un puits central de 5×5 piliers de $ff=50\%$ et de période $0.6\mu m$ entouré de 8 rangées de $ff=52\%$. Le facteur de qualité est supérieur à 2700 dans cette structure où la dimension latérale de la cavité est inférieure à $3\mu m$.

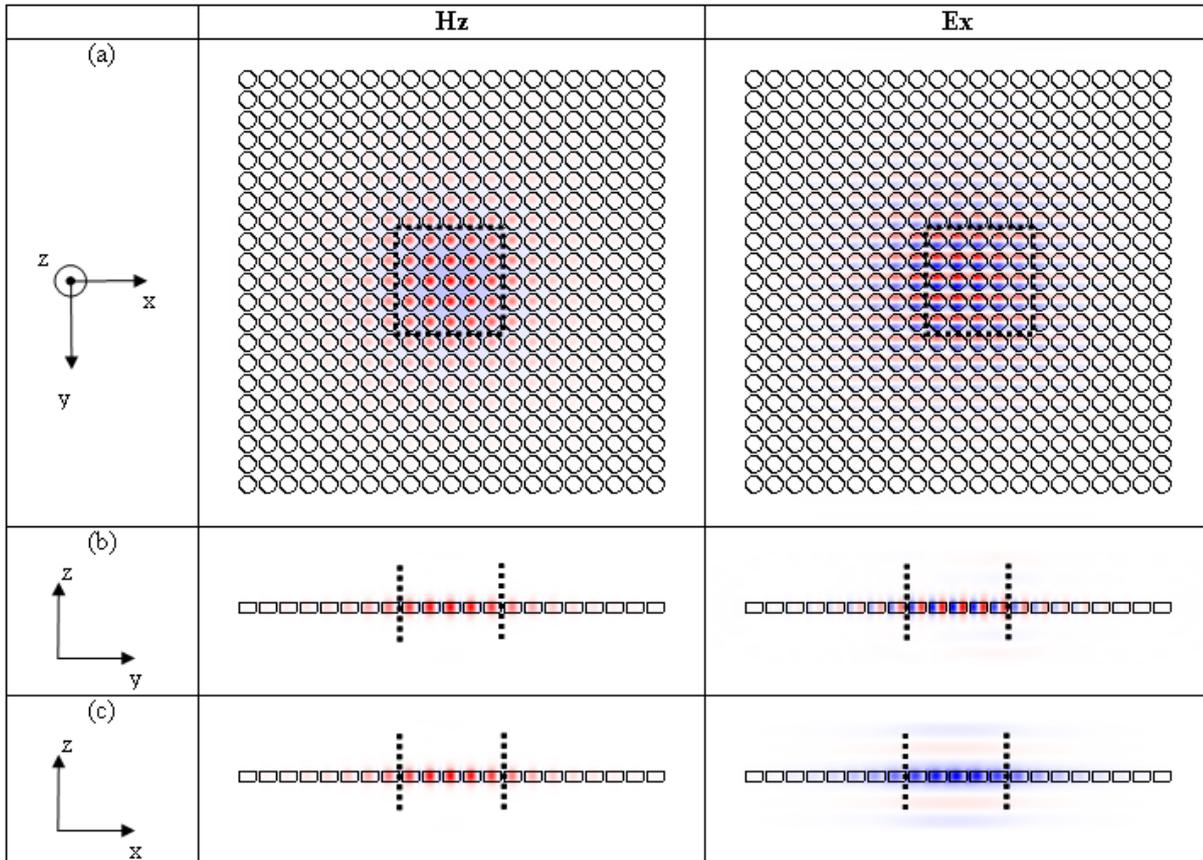


FIGURE 2.17 – Distribution du champ H_z et E_x dans l'hétérostructure constituée de 5×5 piliers centraux entourés de 8 rangées ($ff_{cavité}=50\%$, $ff_{barrière}=52\%$) dans des coupes au centre de la membrane (a) et dans les plans transverses (b,c). Le puits central est matérialisé par des pointillés noirs.

Pour de faibles dimensions de puits, étant donné l'importance des fuites latérales, un grand nombre de rangées barrière est nécessaire au confinement du mode de Bloch. De la même façon que pour des cavités plus grandes (paragraphe 2.4.1), une faible différence de facteur de remplissage entre le puits et la barrière permet d'obtenir les plus forts facteurs de qualité. Cependant, il faut noter que la conception d'hétérostructures photoniques dépendra fortement de l'application souhaitée. En effet, pour la réalisation de microlasers à faible seuil, où de forts facteurs de qualité sont indispensables à l'obtention de l'émission stimulée, on privilégiera plutôt un grand nombre de rangées barrière de facteur de remplissage proche de celui du puits.

Nous venons de voir que l'utilisation d'hétérostructures à cristaux photoniques conduit à la réduction des dimensions des dispositifs tout en conservant des facteurs de qualités élevés. Nous avons pu montrer une augmentation significative du facteur de qualité du mode A1 dans ce type de structures. Par l'ingénierie du contour du cristal photonique, des miroirs doux ont été créés, permettant un confinement du mode dans le plan important. Nous allons maintenant nous intéresser aux fuites dans la direction verticale et autour de la direction verticale.

2.4.3 Réduction des fuites hors du plan

Afin de limiter les fuites hors du plan de l'hétérostructure, le cristal photonique est associé à un miroir de Bragg constitué de 3 alternances Si/SiO₂ d'épaisseur $\frac{3\lambda}{4n}$, comme indiqué sur la figure 2.18.

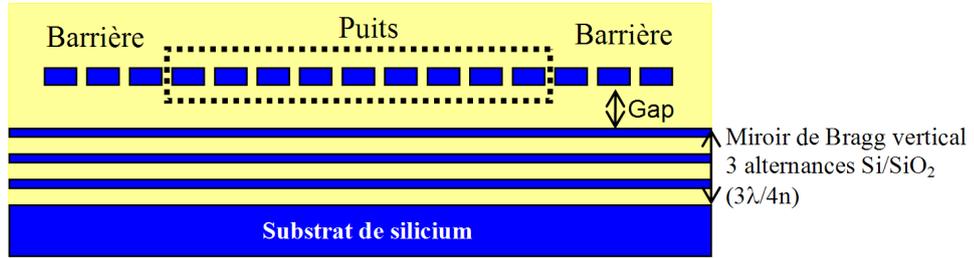


FIGURE 2.18 – Association d'une hétérostructure à cristal photonique 2D et d'un miroir de Bragg.

Le miroir de Bragg situé sous l'hétérostructure va fortement modifier le taux de couplage du mode de Bloch avec l'ensemble des modes rayonnés. Ce taux de couplage dépend de la distance séparant le cristal photonique du miroir de Bragg. En effet, il est possible de montrer [52] que si le gap entre le cristal photonique 2D et le miroir de Bragg vaut $2p\frac{\lambda}{4n}$, p étant un entier, des interférences constructives apparaissent entre le mode de Bloch et les modes rayonnées entraînant alors une chute du facteur de qualité. Inversement, si le gap vaut $(2p + 1)\frac{\lambda}{4n}$, le champ électromagnétique du mode de Bloch interfère destructivement avec les modes rayonnés. En utilisant la théorie des modes couplés temporels, on peut montrer que pour une membrane d'épaisseur optique demi-onde ($\lambda/2$) et pour un mode situé au point Γ de la courbe de dispersion, le facteur de qualité varie périodiquement en fonction de la distance d séparant le cristal photonique du miroir de Bragg [52] :

$$Q_{\text{total}} = \frac{Q_0}{1 + \cos(4\pi d/\lambda)r} \quad (2.8)$$

Le facteur de qualité du mode A1, calculé par FDTD 3D, en fonction de l'épaisseur du gap entre l'hétérostructure et le miroir de Bragg est donné figure 2.19. L'hétérostructure est constituée d'un cristal photonique 2D de 11x11 piliers de facteur de remplissage 50%, entouré de 5 rangées de blindage de facteur de remplissage 53.8%. Des facteurs de qualité de 40,000 sont obtenus pour une épaisseur de gap de 740nm. D'après le modèle précédent, le plus fort facteur de qualité aurait du être obtenu pour une épaisseur de gap de 790nm. La différence entre les calculs 3D et

le modèle provient uniquement du fait que la membrane que nous utilisons (300nm de silicium) n'est pas parfaitement demi-onde $(\lambda/2)^1$. La répartition spatiale du champ H_z et E_x dans un

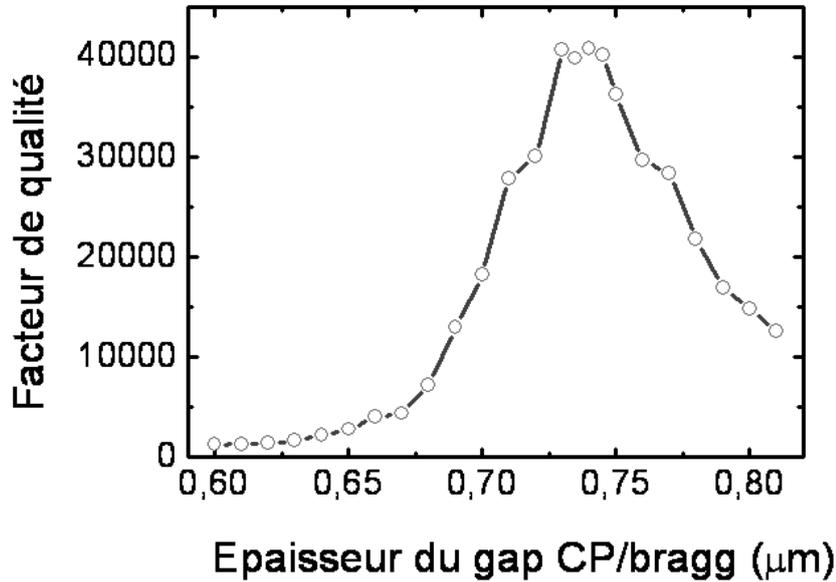


FIGURE 2.19 – Facteur de qualité du mode $A1$ dans la structure photonique décrite dans la figure 2.18 en fonction de l'épaisseur du gap entre le cristal photonique et le miroir de Bragg.

dispositif associant hétérostructure à cristal photonique bidimensionnel et miroir de Bragg est donnée figure 2.20. L'épaisseur du gap est 740nm correspondant au cas où le facteur de qualité est le plus élevé.

Le champ est très majoritairement confiné à l'intérieur de la membrane à cristal photonique. La durée de vie des photons dans l'hétérostructure peut être ainsi ajustée en ajoutant un miroir de Bragg verticalement sans altérer le confinement vertical des photons.

L'argumentation que nous venons de développer sur l'intérêt du miroir de Bragg concernait l'influence de ce dernier sur le couplage direct du mode de Bloch aux modes rayonnés. Or, nous avons vu dans la partie précédente, que même si le mode de Bloch est localisé dans une hétérostructure, les pertes latérales ou diffractées semblent être prépondérantes et responsables pour majeure partie du facteur de qualité du mode. Nous verrons dans le chapitre consacré au diagramme de rayonnement de ce type de structures, que ces pertes sont cependant réalisées autour de la direction normale. La formule 2.8 précédente reste donc également valable pour les fuites autres que celles dues au couplage du mode Bloch avec les modes rayonnés. Le miroir de Bragg agit donc, non seulement sur le couplage du mode aux modes rayonnés, mais également sur les pertes aux frontières et diffractées par la barrière, *autour de la direction strictement verticale*.

1. Notons que l'épaisseur optique d'une membrane structurée n'est pas bien défini et qu'elle dépend fortement du mode considéré

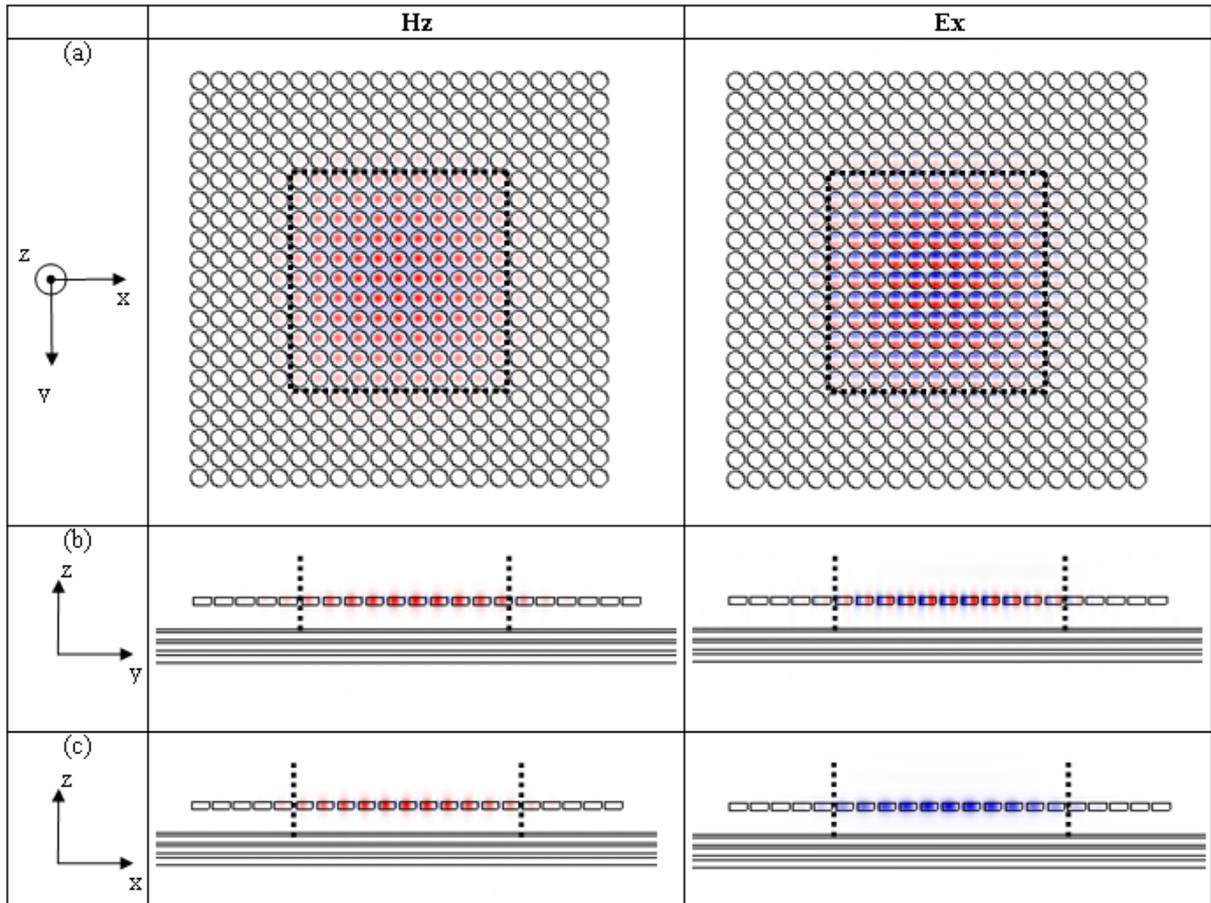


FIGURE 2.20 – Distribution spatiale de H_z et E_x dans un dispositif associant miroir de Bragg et hétérostructure, dans le plan médian de la membrane (a), dans des plans transverses (b,c). Le puits central est matérialisé par des pointillés noirs.

Cette étude nous a permis, par l'étude des différentes sources de pertes, d'obtenir de forts facteurs de qualité dans des cristaux photoniques à réseaux de piliers de faibles dimensions. Ces structures comprennent toutes les caractéristiques nécessaires pour la réalisation de microlasers à faible seuil et émettant par la surface. Dans la suite, nous allons décrire les étapes de fabrication et la caractérisation de ces structures.

2.5 Réalisation expérimentale

2.5.1 Conception des structures

Dans l'étude précédente sur le confinement du mode de Bloch A1, la structure à cristal photonique exploitée était un réseau carré de piliers de silicium englobés dans la silice. La réalisation de microlasers nécessite l'utilisation d'un matériau actif, par exemple un semiconducteur III-V contenant des puits ou des boîtes quantiques. C'est pourquoi, les cristaux photoniques seront transférés dans une membrane de Phosphore d'Indium ou InP, contenant des boîtes quantiques d'InAs (Arséniure d'Indium) ou des puits quantiques d'InAsP (Phosphore d'Arséniure d'Indium). Cette membrane sera ensuite reportée sur un substrat SOI ou un miroir de Bragg Si/SiO₂, dans la configuration étudiée précédemment.

La différence entre les indices optiques du silicium ($n=3.5$) et de l'InP ($n=3.17$) pour la longueur d'onde d'intérêt ($\lambda = 1.55\mu m$) ne modifie pas grandement la conception des structures. Il est possible de montrer en effet que les performances, notamment en termes de facteurs de qualité, entre réseaux de piliers en silicium et en InP sont similaires. Les conclusions de l'étude théorique réalisée précédemment sur le confinement du mode de Bloch A1 dans une hétérostructure à cristal photonique sont bien sûr toujours applicables dans un réseau de piliers d'indice et de paramètres différents.

2.5.2 Description du procédé technologique sur substrat SOI ou miroir de Bragg

Nous avons à notre disposition deux types de structures :

- Une membrane d'InP de 250nm d'épaisseur contenant un plan de boîtes quantiques (InAs de densité 10^{11} boîtes/cm²) reportée sur un substrat SOI;
- Une membrane d'InP de la même épaisseur contenant 4 puits quantiques (InAsP) reportée sur un miroir de Bragg et dont la cavité de silice entre la membrane et le miroir a une épaisseur de 790nm ($3\lambda/4n$ à $1.5\mu m$).

Ces membranes d'InP, constituées d'un substrat d'InP, d'une couche sacrificielle d'InGaAs et de la membrane active, ont été réalisées au laboratoire par croissance épitaxiale par jets moléculaires. Le collage par adhésion moléculaire de la membrane d'InP sur le substrat a été réalisé au LETI-CEA (figure 2.21).

Les étapes de fabrication, réalisées au laboratoire, sont schématisées dans les figures 2.22 et 2.23.

Elles ont toutes été développées et optimisées dans le but de réaliser des cristaux photoniques à réseaux de piliers.

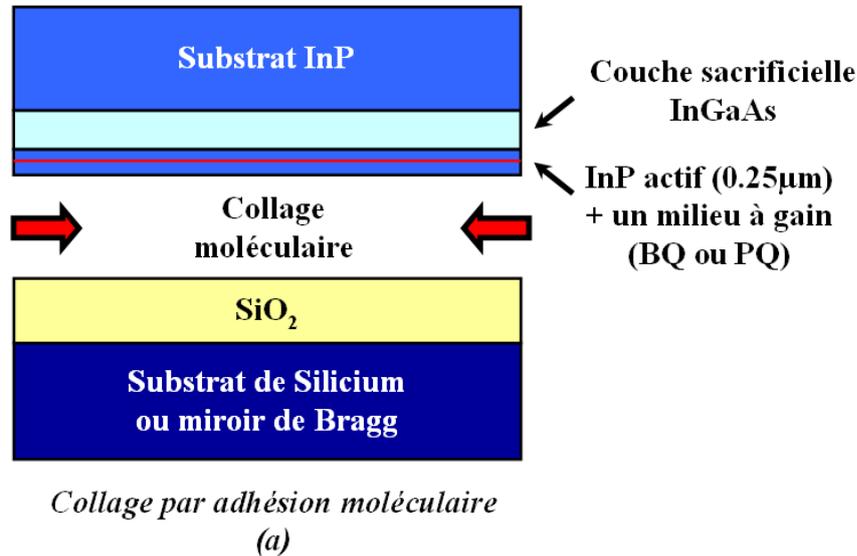


FIGURE 2.21 – Collage par adhésion moléculaire entre le miroir de Bragg et la membrane d’InP (étape réalisée au CEA-LETI).

Après le retrait du substrat par voie chimique (b), la première étape consiste à déposer un masque dur de silice sur la membrane d’InP de 90nm (c). Ce dépôt est réalisé par pulvérisation cathodique réactive. Ensuite, 200nm de résine négative, la ma-N 2400 (microresist GmbH), sont déposés à la tournette (d). Les motifs sont définis par lithographie électronique (e). Après développement de la résine (f), la gravure des matériaux est réalisée par gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching). Cette gravure est divisée en plusieurs étapes : pour commencer, l’ouverture du masque de silice est réalisée en activant un plasma de CHF_3 (g). Un nettoyage de l’échantillon à l’ O_2 est ensuite nécessaire afin de retirer la résine de l’échantillon (h). Enfin la gravure du semi-conducteur III-V est réalisée à l’aide d’un plasma de CH_4/H_2 (i).

Nous laissons volontairement le reste de la silice au dessus des piliers pour une raison simple : l’intensité du champ étant concentrée dans les piliers, cela permet de conserver une structure symétrique et d’assurer la meilleure interaction possible entre les boîtes ou les puits quantiques, et le mode guidé fondamental qui présente un maximum de champ au centre de la membrane.

En plus de ces étapes essentielles à la réalisation des cristaux photoniques, des marques d’alignements métalliques ont été également définies sur les échantillons. Cela pour plusieurs raisons : d’abord, elles permettent un alignement parfait lors de la lithographie électronique entre le masque dessiné et l’échantillon pour une meilleure résolution de la période des cristaux photoniques (erreur inférieure à 20nm). D’autre part, elles permettent un réglage du faisceau d’électrons très fin : la focalisation et le réglage de l’astigmatisme du faisceau peuvent être parfaitement calibrés sur ces marques métalliques. Enfin, le repérage rapide des zones de

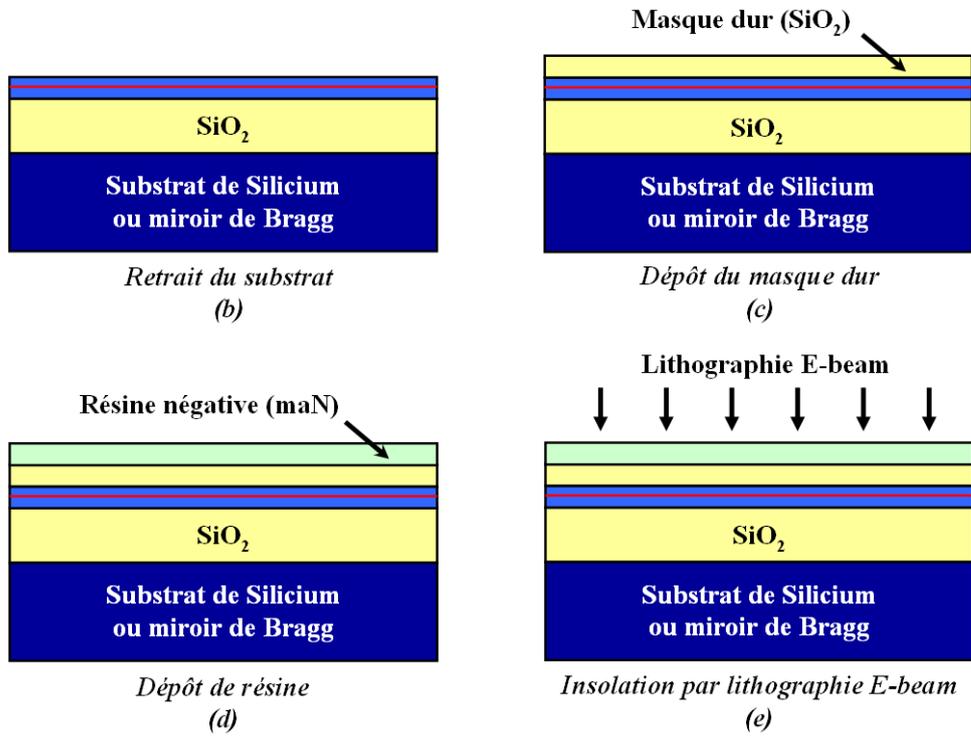


FIGURE 2.22 – Définition du motif par lithographie électronique.

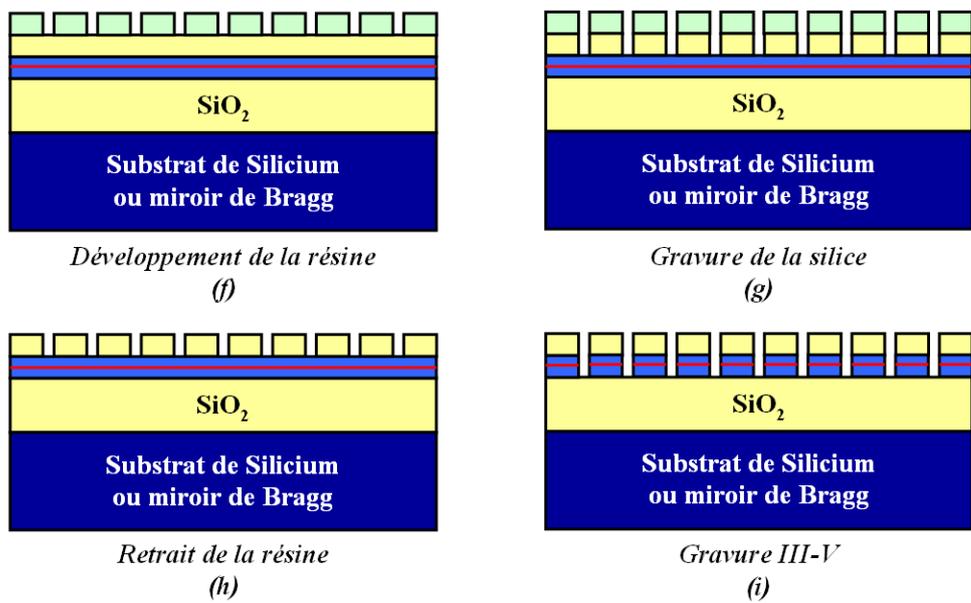


FIGURE 2.23 – Gravure des cristaux photoniques par RIE.

dispositifs est grandement facilité.

Ces marques sont réalisées en salle blanche par procédé de “lift-off” : une première lithographie UV (résine positive AZ5214) est effectuée sur l'échantillon permettant de définir les zones marquées. Ensuite, après un recuit (1min à 110°C), une seconde insolation pleine plaque est réalisée. Ces étapes permettent d'inverser la résine. La figure 2.24 montre un exemple de la définition des marques avant le dépôt métallique. Un dépôt métallique de Nickel (50Å, couche d'accroche) et d'or (1500Å, épaisseur nécessaire pour l'observation au microscope électronique) est ensuite réalisé par évaporation. Un nettoyage à l'acétone permet de retirer les zones que l'on souhaite dépourvues de métal. La figure 2.25 montre une image des marques réalisées. La zone de définition des cristaux photoniques est de $100 * 100\mu m$. Un exemple de structures à réseaux de microplots réalisées est donné figure 2.26.

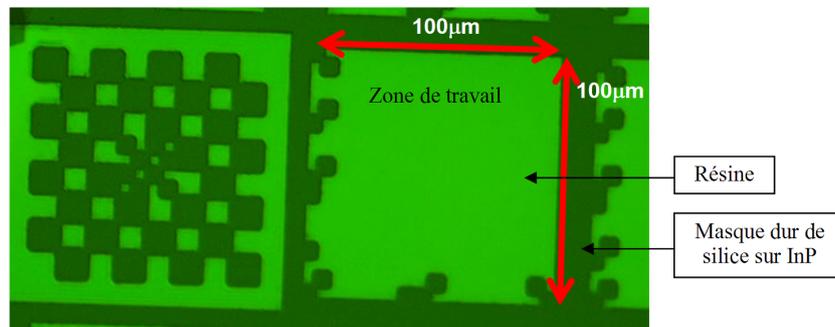


FIGURE 2.24 – Image de la définition des marques métalliques par procédé de lift-off avant le dépôt métallique. Le damier de gauche permettra lors de la lithographie électronique un réglage fin du faisceau (focalisation, astigmatisme). Les cristaux photoniques seront définis dans une zone de $100 * 100\mu m$.

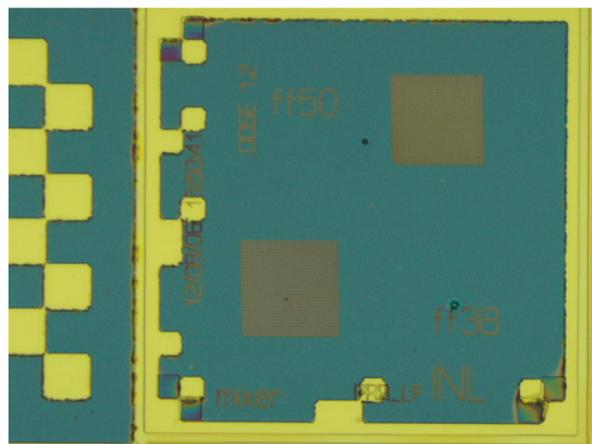


FIGURE 2.25 – Image réalisée au microscope optique des marques d'or réalisées par procédé de lift-off. Des cristaux photoniques à réseaux de piliers ont été définis par lithographie électronique sur les zones prévues de $100 * 100\mu m$.

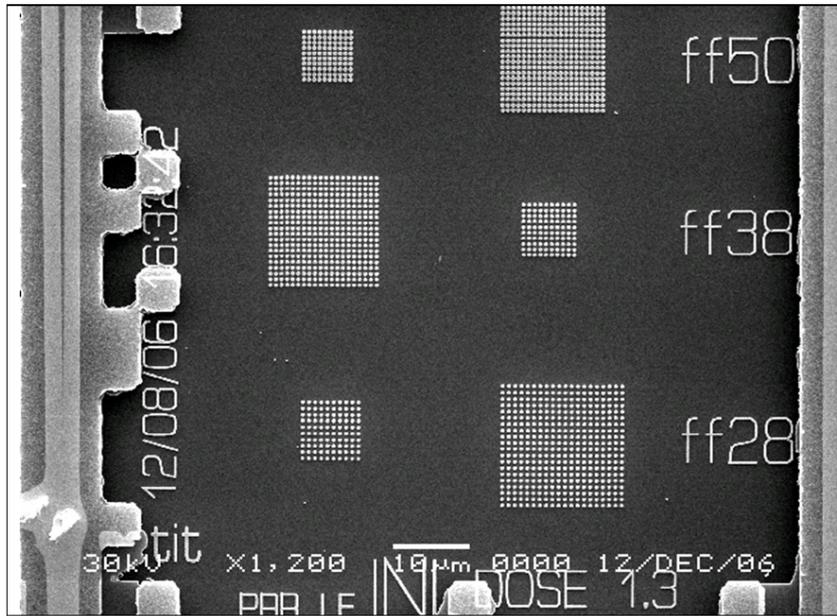


FIGURE 2.26 – Image réalisée au microscope électronique donnant un exemple de structures à cristaux photoniques 2D à réseaux de piliers réalisés sur un substrat SOI.

2.5.3 Description du banc de caractérisation de photoluminescence

Un schéma du banc de photoluminescence est représenté figure 2.27. Le signal d'excitation, délivré par une diode laser pulsée émettant à 810nm, est focalisé sur la structure à l'aide d'un objectif de microscope. La seconde partie du banc concerne la détection du signal de photoluminescence. Le signal de photoluminescence émis par la structure peut être enregistré à l'aide de la caméra CCD IR, sensible dans la gamme de longueurs d'onde couvrant le proche infrarouge ($0.9\mu\text{m}$ à $1.7\mu\text{m}$). Une lentille placée à une distance f correspondant à la focale de la lentille permet d'obtenir l'image de la surface de l'échantillon dans l'espace réel. Le signal peut être analysé spectralement à l'aide d'un monochromateur pour des longueurs d'onde situées entre 1350 et 1650nm. En dehors de cette plage de longueurs d'onde, le détecteur InGaAs (Arséniure de Gallium) refroidi ne permet pas la détection du signal. Un filtre placé devant la fibre de collection permet de couper le faisceau de pompe. Les dispositifs sont éclairés en lumière blanche afin d'aligner le faisceau de pompe sur l'échantillon à caractériser. Cette caractérisation permet de déterminer les spectres d'émission des structures en champ lointain. Les composantes du champ évanescent du mode de Bloch de la structure ne sont pas présentes lors de l'analyse du signal émis par le cristal photonique puisqu'elles sont naturellement filtrées lors de la propagation du signal. Pour connaître la répartition spatiale du champ dans la structure, il est nécessaire d'avoir recours à une caractérisation en champ proche.

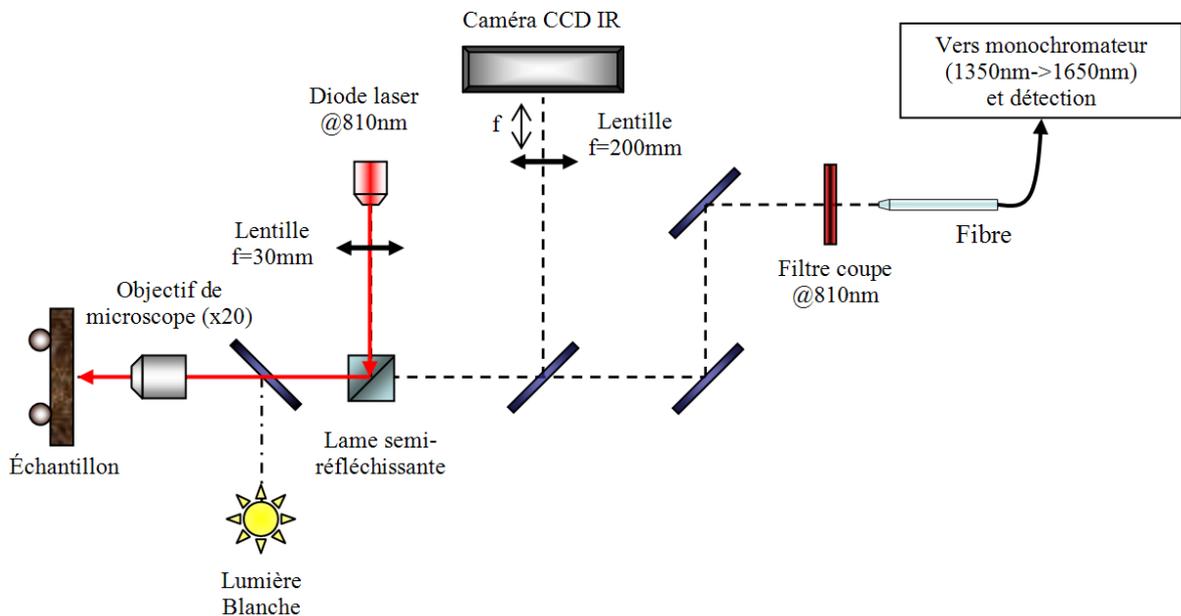


FIGURE 2.27 – Schéma du banc de photoluminescence.

2.5.4 Description du banc de champ proche optique

La représentation schématique du banc de champ proche optique utilisé est donnée figure 2.28. Le principe est de collecter le signal de photoluminescence émis en champ proche ($<20\text{nm}$ au dessus de la structure) par la structure par une pointe qui balaye l'échantillon. La pointe utilisée lors des caractérisations est une fibre optique effilée en silice et monomode sur la gamme de longueurs d'onde d'intérêts. L'extrémité de la pointe possède de faibles dimensions ($\approx 150\text{nm}$) afin de caractériser précisément la topographie du cristal photonique ainsi que la distribution spatiale de ses modes optiques (champ proche optique). Ce type de pointe est tout à fait adapté aux mesures que l'on souhaite réaliser car la pointe, de part ses dimensions et son faible indice optique, ne perturbe que très faiblement les propriétés optiques de la structure.

La distance entre la surface de l'échantillon et la pointe est contrôlée par une régulation de type "shear force". Les forces d'interaction entre la pointe et la surface entraînent un amortissement des oscillations de la pointe lorsqu'on la fait vibrer. Le système utilisé ici est un diapason en quartz qui fait vibrer la pointe et détecte les amplitudes des oscillations. La mesure de la diminution en amplitude de ces oscillations permet ainsi de contrôler la distance pointe-échantillon et ainsi de mesurer en même temps que la distribution de l'intensité du champ, la topographie de la structure.

L'excitation de la structure est réalisée en champ lointain en utilisant la même diode que sur le banc de photoluminescence précédent. Le signal de pompe est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'un objectif de microscope. Pour des raisons d'encombrements, le faisceau est en incidence oblique sur l'échantillon (45°) ce qui entraîne sur la surface de l'échantillon la formation d'un spot elliptique. Le signal émis par la diode est pulsé (rapport cyclique de 10%, largeur des pulses de 25ns) et modulé afin d'effectuer une détection synchrone.

Le signal de photoluminescence émis par la structure est collecté par la pointe puis guidé vers un monochromateur pour effectuer son analyse spectrale. L'acquisition d'une cartographie d'intensité est réalisée à la longueur d'onde souhaitée.

La partie électronique permet la régulation de la distance et l'acquisition des données.

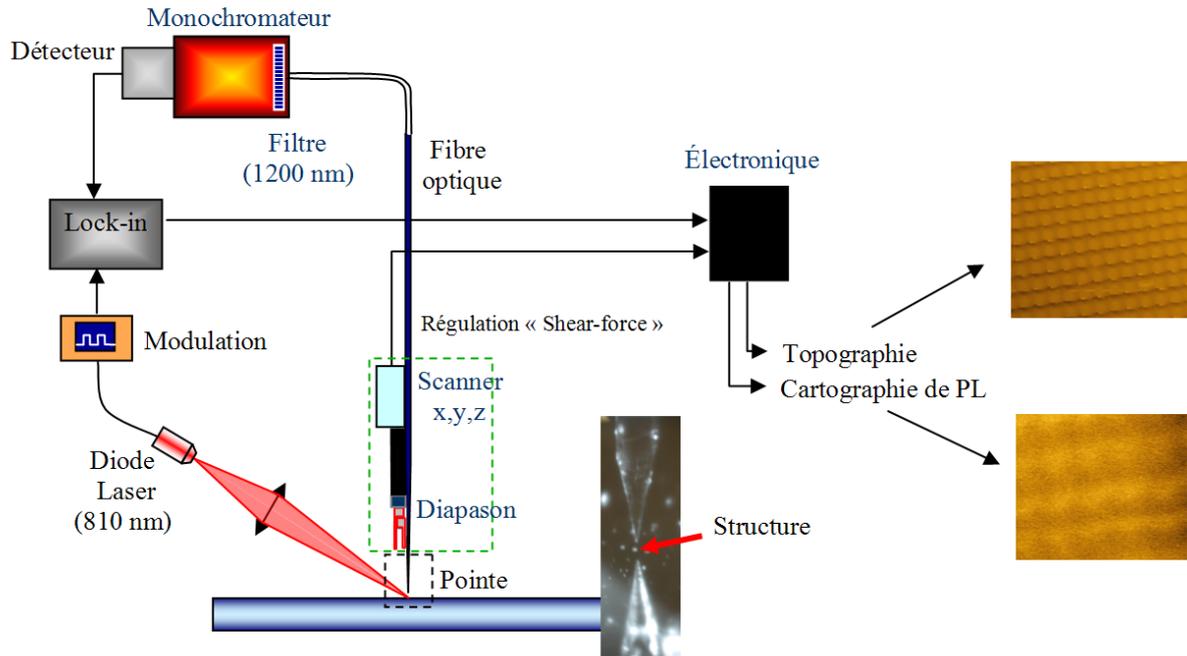


FIGURE 2.28 – Schéma du banc de champ proche optique.

2.5.5 Résultats expérimentaux sur membrane InP+BQ sur substrat SOI

Plusieurs tailles de cristaux photoniques (10x10, 20x20 et 30x30 piliers de côté) et plusieurs facteurs de remplissage (28%, 38% et 50%) ont été réalisés dans une membrane d'InP contenant un seul plan de boîtes quantiques reportée sur un substrat SOI. Tous ces réseaux sont uniformes. Quelques images effectuées au microscope électronique des réseaux réalisés sont données figure 2.29.

Les spectres de photoluminescence réalisés sur ces structures à réseaux de piliers sont représentés dans les figures 2.30 et 2.31. Les échantillons sont pompés optiquement à l'aide de la diode laser pulsée émettant à 810nm dont la largeur des impulsions est 5ns et le rapport cyclique est de 6%. Le diamètre du faisceau de pompe est de l'ordre de $10\mu m$.

Etant donné qu'avec un seul plan de boîtes quantiques l'absorption (ou le gain) est faible, il est possible d'évaluer les facteurs de qualité des modes à partir des spectres de photoluminescence des figures 2.30 et 2.31. Les facteurs de qualité obtenus sur des structures de 30x30 piliers atteignent plusieurs milliers. Cependant, le régime d'émission stimulée n'a pas pu être atteint. Un gain plus important (puits quantiques) sera nécessaire pour la réalisation de lasers.

Cependant, ces spectres sont riches d'informations : il est d'abord possible d'obtenir de forts facteurs de qualité pour un mode situé au dessus du cône de lumière dans des réseaux de piliers, ce qui n'avait jamais été démontré auparavant. D'autre part, les modes d'ordre supérieurs des structures sont tout à fait visibles vers les plus grandes longueurs d'onde ; ils sont la preuve qu'il s'agit bien d'un mode à courbure de bande négative. L'écart spectral entre les modes d'ordre

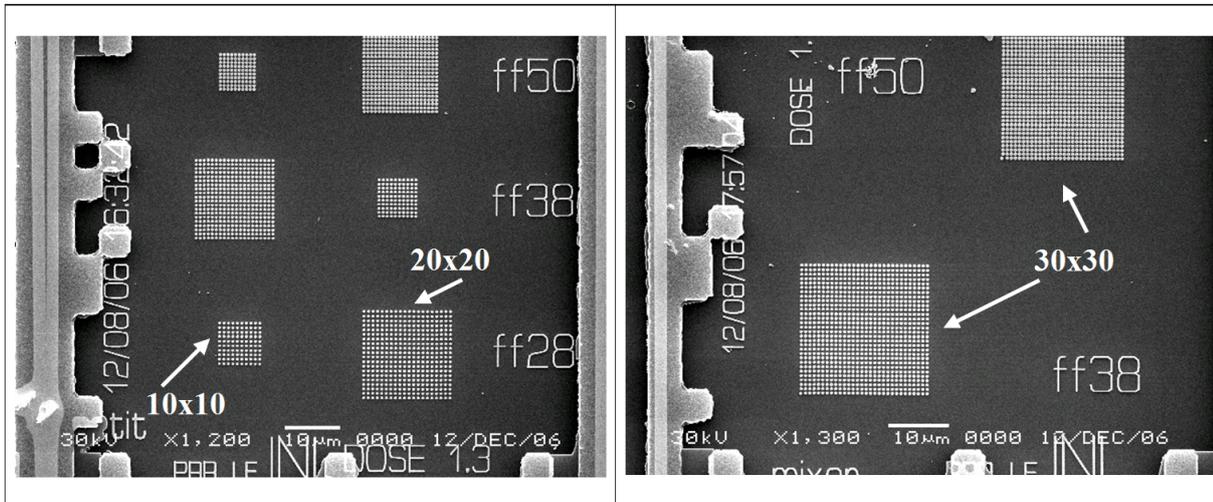


FIGURE 2.29 – Images réalisées au microscope électronique des réseaux carrés de piliers gravés dans une membrane InP contenant un seul plan de boîtes quantiques. Plusieurs dimensions sont présentes : 10×10 , 20×20 et 30×30 piliers ainsi que plusieurs facteurs de remplissage : 28%, 38% et 50%. Les périodes des réseaux varient en fonction du facteur de remplissage afin d'obtenir le mode A1 autour de $1.5 \mu\text{m}$ pour chaque structure.

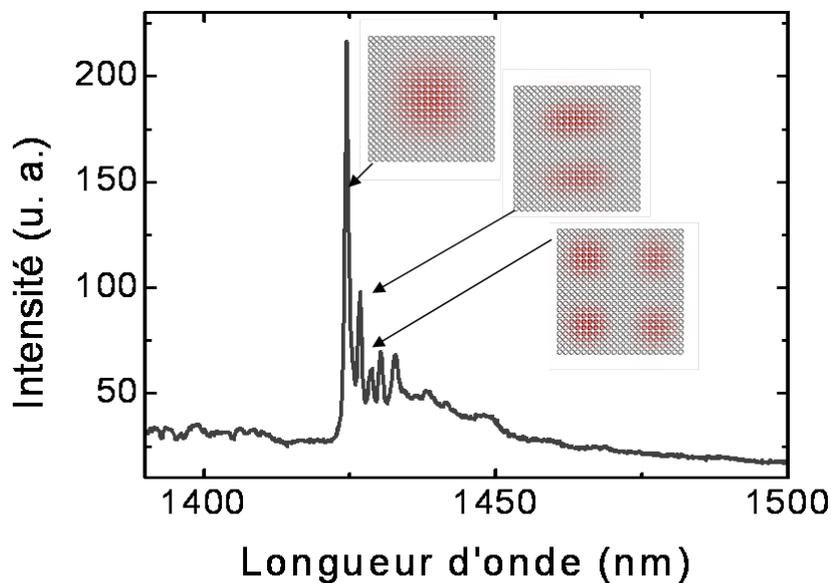


FIGURE 2.30 – Spectre de photoluminescence obtenus sur un réseau de 30×30 piliers gravés dans une membrane InP contenant 1 seul plan de boîtes quantiques ($ff=50\%$, $a = 0.67 \mu\text{m}$). Le facteur de qualité du mode fondamental atteint 2000 . La répartition de l'intensité pour quelques modes est donnée en insert.

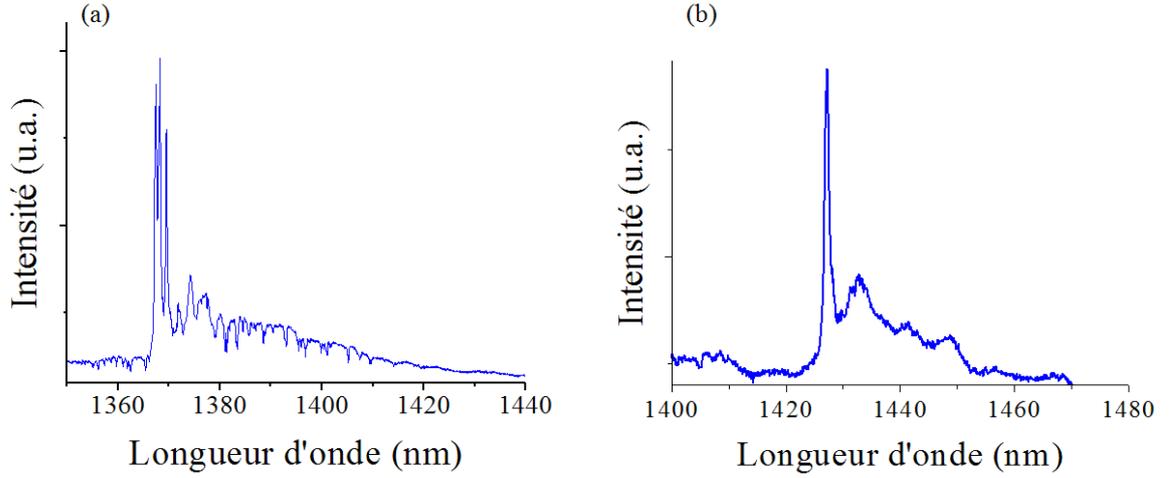


FIGURE 2.31 – Spectre de photoluminescence obtenus sur un réseau de 30×30 piliers de $ff=38\%$ (a) et un réseau de 20×20 piliers de $ff=50\%$ (b). Les facteurs de qualité obtenus pour le mode fondamental sont de 4700 pour le réseau de $ff=38\%$ et 1500 pour le réseau de $ff=50\%$.

supérieur, en particulier entre le mode fondamental et le premier harmonique, est conforme à ce qui est attendu : la figure 2.32 donne la valeur de cet écart spectral, calculé à partir de la courbure de bande du mode (MPB), en fonction du nombre de périodes du cristal photonique. En effet, nous avons vu précédemment que les modes de Bloch en cavité sont donnés par les relations (en supposant la phase à la réflexion nulle) :

$$\begin{aligned} k_x L &= p_x \pi \\ k_y L &= p_y \pi \end{aligned} \quad (2.9)$$

avec p_x et p_y des entiers réels, L la longueur de la cavité (supposée de taille carrée). Le mode fondamental de la cavité correspond à $p_x = p_y = 1$, et le premier harmonique, présentant un noeud du champ au centre de la cavité, à $p_x = 1$ et $p_y = 2$ (ou l'inverse, puisque le cristal photonique possède une symétrie carrée). En prenant la longueur de la cavité L égale à un nombre entier de période du cristal photonique, nous déterminons les valeurs de k_x et k_y pour chaque mode de cavité. Il suffit ensuite de déterminer les fréquences ω_0 et ω_1 des modes à partir des bandes calculées avec MPB dans toutes les directions de l'espace réciproque (nous supposons toujours la bande parabolique autour du point Γ) puis de déduire l'écart spectral entre le mode fondamental et le premier harmonique. L'intervalle spectral libre obtenu expérimentalement sur des structures de 30×30 piliers est d'environ 2nm et sur des structures de 20×20 piliers de 5nm, valeurs conformes aux calculs théoriques.

Les résultats sur ces échantillons nous montrent qu'il serait possible d'obtenir l'effet laser si le gain est plus important. D'autres structures ont donc été fabriquées dans une membrane d'InP contenant 4 puits quantiques et reportée sur un miroir de Bragg.

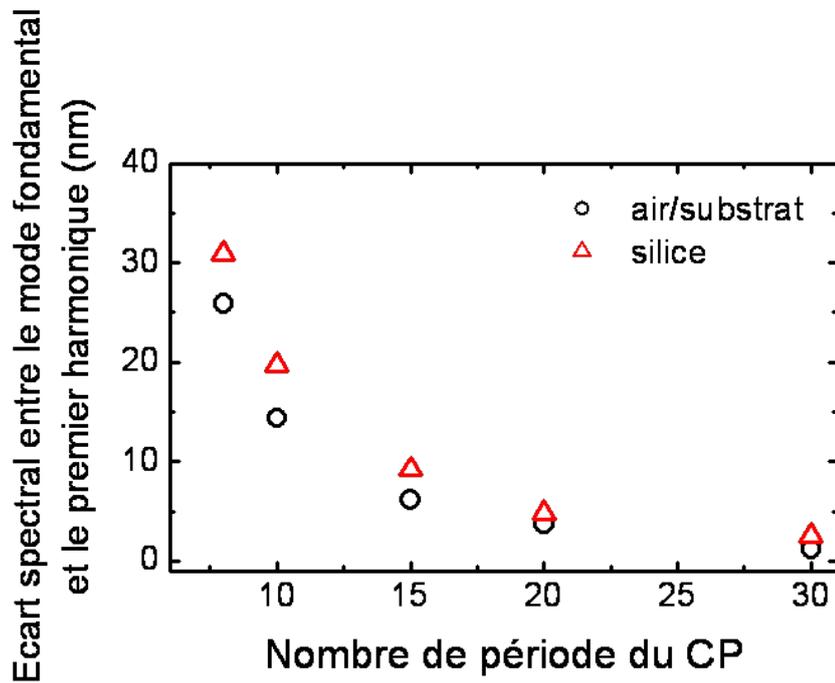


FIGURE 2.32 – *Ecart spectral entre le mode fondamental et le premier harmonique d'une structure de dimensions finies en fonction du nombre de périodes du cristal photonique (calculé à partir de la courbure de bande obtenue avec MPB 3D). L'échantillon, de 250nm d'InP d'épaisseur, est soit englobé entièrement dans la silice ou bien les piliers sont sur substrat de silice dans l'air.*

2.5.6 Structures laser optimisées

Une seconde épitaxie a été étudiée pour la réalisation des microlasers : les micropiliers sont gravés dans une membrane d'InP contenant quatre puits quantiques et reportée sur un miroir de Bragg Si/SiO₂. Deux types de structures ont été réalisés sur cet échantillon : des réseaux de 30x30 piliers de côté uniformes, et des hétérostructures constituées d'une cavité de 10x10 piliers entourées de 5 rangées de facteur de remplissage légèrement plus élevé, de même période. La figure 2.33 donne un schéma des structures réalisées. Des images effectuées au microscope électronique des cristaux photoniques fabriqués sont données figure 2.34. La période des réseaux se situe autour de $0.72\mu m$, la taille latérale des structures uniformes est donc d'environ $22\mu m$. Le but est d'une part de montrer l'effet laser à température ambiante dans des cristaux photoniques à réseaux de piliers, et d'autre part de démontrer l'effet de l'hétérostructure sur le confinement d'un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière.

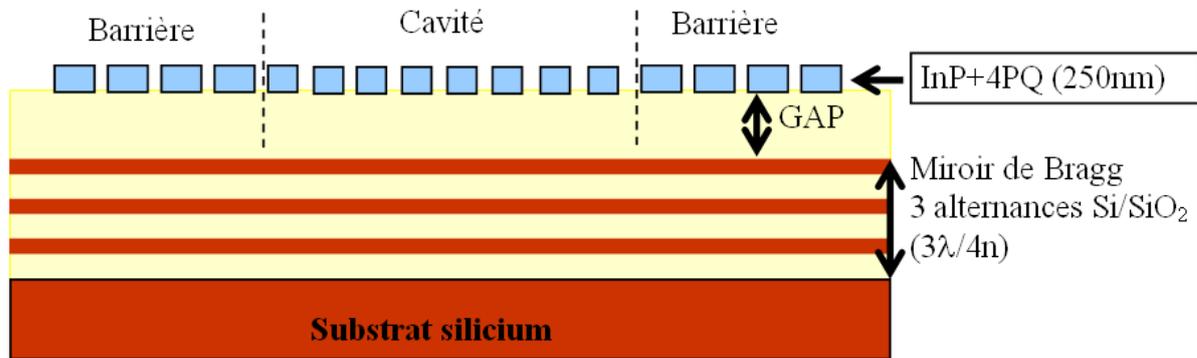


FIGURE 2.33 – Schéma des hétérostructures réalisées. Tout comme dans le paragraphe 2.4 consacré à l'étude de ce type de structures, la période reste identique, seul le facteur de remplissage de la cavité est différent de celui de la barrière.

Caractérisation du fonctionnement laser sur des structures uniformes

Les structures ont été dans un premier temps caractérisées par photoluminescence sur le banc décrit précédemment. Le rapport cyclique de la diode de pompe a été fixé à 1.7% et la largeur des pulses à 5.8ns. Le faisceau de pompe est focalisé par un objectif x20 (ouverture numérique 0.4) et la taille du spot est d'environ $7\mu m$ de diamètre. L'effet laser a été obtenu sur des cristaux photoniques uniformes mais également sur des hétérostructures autour de $1.55\mu m$. Il s'agit de la première démonstration expérimentale de l'effet laser dans des cristaux photoniques à réseaux de microplots.

Les structures uniformes, d'une vingtaine de microns de côté possèdent, à priori, plusieurs modes d'ordre supérieur, comme nous l'avons observé expérimentalement sur les spectres du paragraphe précédent. Si le facteur de qualité est suffisant et si les conditions d'excitation sont

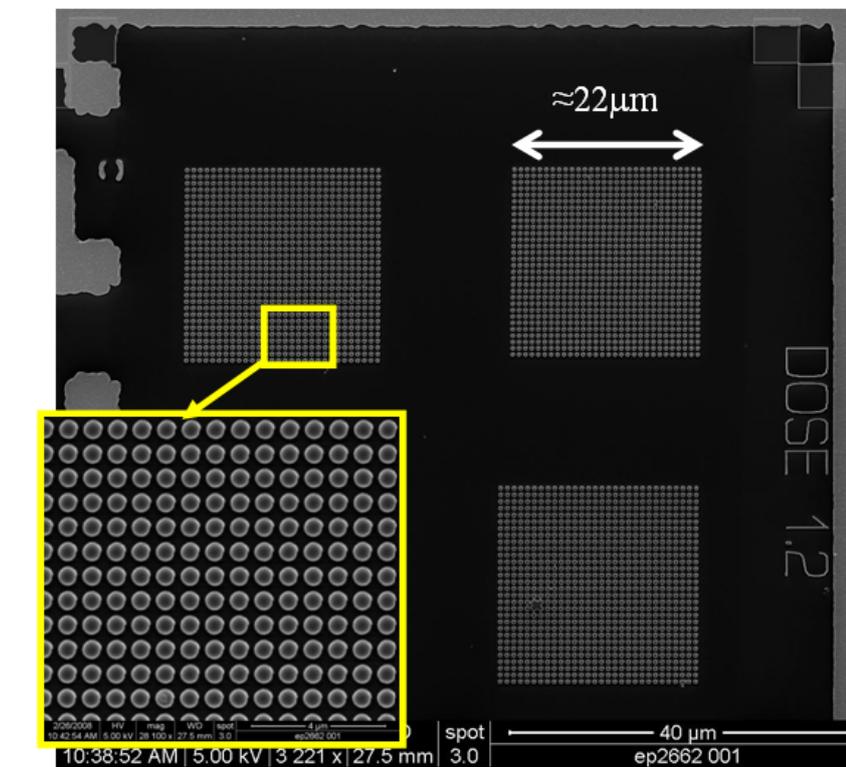


FIGURE 2.34 – Images réalisées au microscope électronique des réseaux de piliers reportés sur un miroir de Bragg.

optimales (puissance incidente, position du spot d'excitation adéquate sur la structure) alors il est possible d'observer un régime laser pour les modes d'ordre supérieur de la structure. C'est ce que nous avons observé sur un cristal photonique uniforme où le mode fondamental et le premier mode d'ordre supérieur ont atteint le régime laser.

Le spectre de la figure 2.35, obtenu pour une puissance de pompe d'environ 30mW (puissance crête), montre la présence simultanée de plusieurs modes du cristal photonique, tous en régime d'émission stimulée.

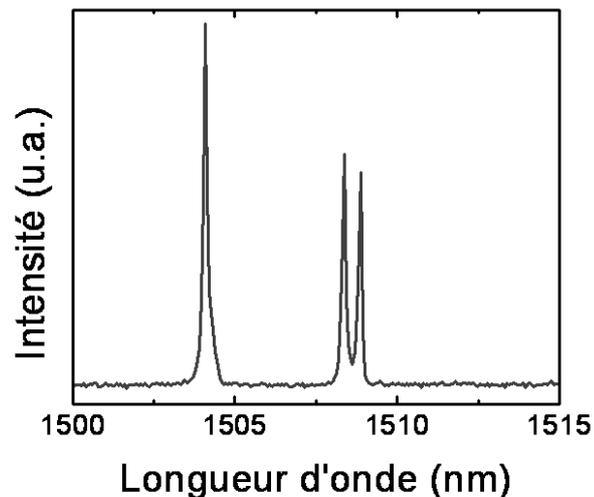


FIGURE 2.35 – Spectre au dessus du seuil laser obtenu pour une structure à cristal photonique à réseaux de piliers uniformes. La puissance de pompe est de l'ordre de 30mW (puissance crête).

Nous observons sur la figure 2.35, un mode fondamental, situé à 1504.1nm et deux modes d'ordre supérieur, situés autour de 1508nm. Dans une structure carrée constituée d'un réseau carré uniforme et sans défaut, ces modes sont dégénérés : à une fréquence donnée, il existe deux distributions de champ dans la structure identiques mais de symétrie opposée. Dans une structure réelle où les symétries (de la structure entière ou des piliers) ne sont plus respectées, la dégénérescence est levée et l'on voit apparaître dans le spectre deux pics correspondants à chacune des dégénérescences. Les deux modes se situent à 1508.35nm et 1508.85nm, soit un écart spectral de 0.5nm. L'observation des deux pics ne peut être effectuée que si l'écart spectral entre les deux modes est supérieur à la largeur à mi-hauteur de chacun des modes. Autrement dit, il faut que le facteur de qualité de chaque mode soit supérieur à 3000 (ce qui correspond à $1.5\mu\text{m}$ à une largeur à mi-hauteur de 0.5nm), ou bien que les modes soient en régime laser (dans ce cas la largeur des pics à mi-hauteur est uniquement limitée par la résolution du monochromateur - 0.1nm dans notre expérience), pour pouvoir observer distinctement la levée de dégénérescence, ce qui est le cas ici.

Une particularité intéressante de ce réseau de piliers est la possibilité de sélectionner le mode

laser en fonction de la position du spot d'excitation. En effet, le fonctionnement "trimode" de la figure 2.35 peut, pour certaines applications requérant un fonctionnement laser monomode, apparaître comme un inconvénient. Cependant, en déplaçant le spot d'excitation sur une partie de la surface du cristal photonique, il est possible de trouver des positions pour lesquelles on obtient un fonctionnement purement monomode du laser. De cette façon, nous pouvons sélectionner uniquement le mode fondamental, uniquement les deux modes dégénérés ou bien encore un seul des deux modes dégénérés, comme le montre les spectres de la figure 2.36. Il est également possible de positionner le spot d'excitation de façon à obtenir des spectres présentant le mode fondamental avec l'un ou l'autre des modes dégénérés (spectres de la figure 2.37). Cet effet remarquable peut être mis à profit dans la réalisation de sources optiques pour la génération d'ondes Terahertz. En effet, si l'écart spectral entre les deux modes est de 7nm, le battement entre les deux fréquences laser peut être exploité pour réaliser une source émettant à 1THz.

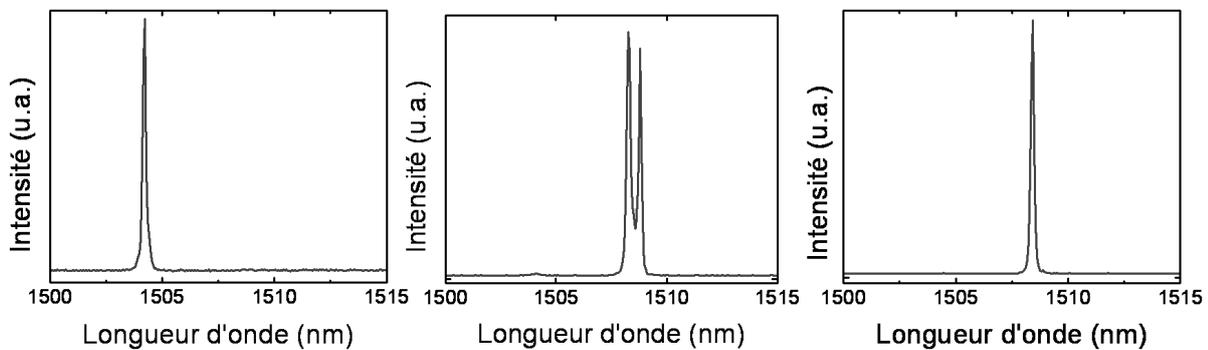


FIGURE 2.36 – Spectres d'émission laser monomode du mode fondamental, des modes dégénérés et d'un des deux modes dégénérés, respectivement, à la puissance de pompe crête maximum ($\approx 30mW$).

Nous allons nous intéresser aux aspects de fonctionnements particuliers de ce laser :

- D'une part, la sélection de mode, qui paraît très bien contrôlée par la position du spot d'excitation ;
- D'autre part, l'analyse de l'écart spectral entre le mode fondamental et le premier harmonique, qui s'élève à 4nm, montre que la taille de la cavité doit être plus faible que les dimensions réelles du cristal photonique (cf figure 2.32 - écart spectral et paragraphe précédent).
- Enfin, nous discuterons des seuils obtenus sur ces lasers ;

Ces caractéristiques seront successivement analysées.

Sélection de mode

L'émission laser de plusieurs modes simultanément est généralement considérée comme néfaste car souvent peu contrôlable ("sauts de modes"). Dans ces structures à réseaux de piliers, il est possible de contrôler, par la position du spot d'excitation, le choix du mode laser. C'est de

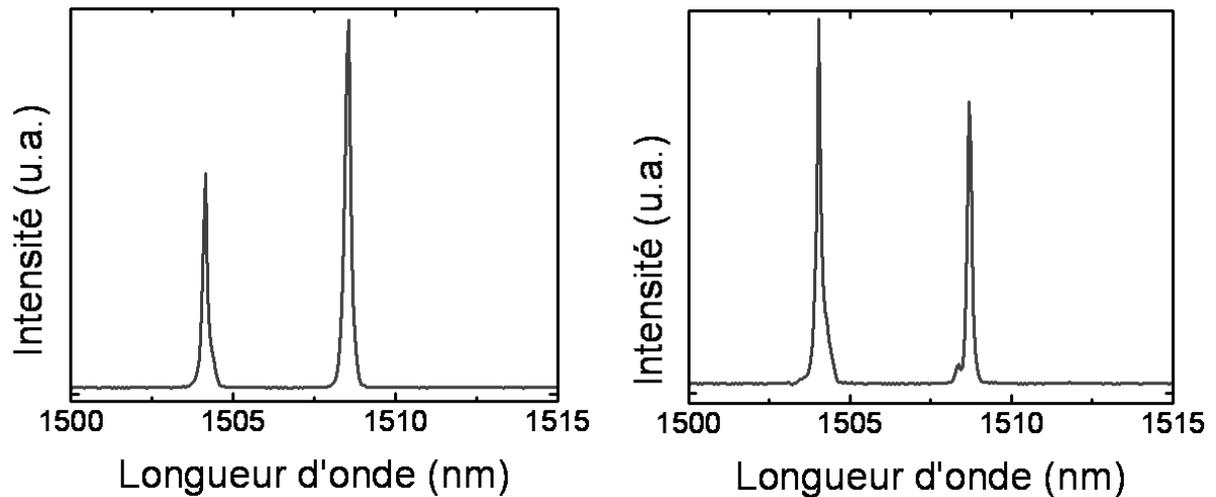


FIGURE 2.37 – Spectres d'émission laser du mode fondamental avec le mode dégénéré de plus forte énergie situé à 1508.35nm et de plus faible énergie situé à 1508.85nm à la puissance de pompe maximum ($\approx 30mW$).

cette façon que nous avons pu sélectionner 1, 2 ou 3 modes dans chacun des spectres des figures 2.36 et 2.37.

Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux modes d'émission laser monomode, en particulier pour le mode fondamental (situé à 1504.1nm) et le premier mode d'ordre supérieur (situé à 1508.35nm). Pour obtenir les spectres d'émission monomode pour le mode fondamental et pour le premier mode d'ordre supérieur (voir figure 2.36), la position du spot d'excitation sur la structure est parfaitement déterminée, comme le montre les images de la figure 2.38.

Pour le mode fondamental, le spot d'excitation doit être placé près du centre de la structure, zone où l'intensité du champ électrique associé au mode est maximum. Pour le second mode, présentant un noeud du champ au centre de la cavité, le spot d'excitation doit plutôt être placé près du bord de la structure. C'est ce que l'on observe expérimentalement.

Afin de confirmer la nature des modes sélectionnés, leurs distributions spatiales ont été caractérisées. Les images de la figure 2.39 ont été enregistrées sur la caméra infrarouge du banc de photoluminescence et donnent la distribution de l'intensité du champ rayonné à proximité de la surface de la structure. Ces images montrent :

- D'une part que l'on est bien en présence du mode fondamental A1 et de son premier harmonique. En effet, le mode fondamental présente une répartition d'intensité en forme d'anneau caractéristique, pour un mode n'ayant pas la capacité de se coupler dans la direction verticale [53]. L'image enregistrée en champ lointain présente donc un zéro d'intensité au centre (figure 2.39). La répartition d'intensité pour le mode d'ordre supérieur suit la même règle : elle est donc la superposition de deux anneaux (contribution de chaque lobe, voir sur la figure 2.40). Les images expérimentales sont en bon accord avec

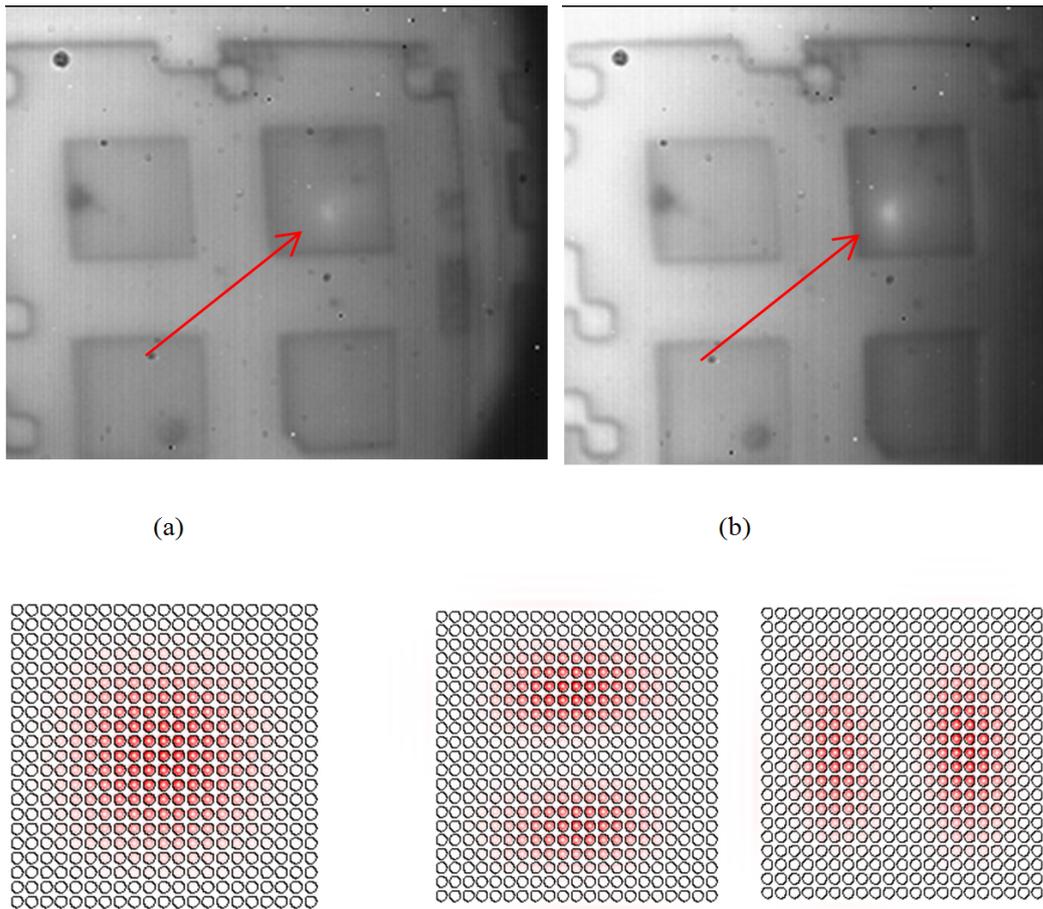


FIGURE 2.38 – Localisation du mode dans la structure (et donc du spot d'excitation) pour une émission monomode du laser : émission laser du mode fondamental (a) et du mode d'ordre supérieur à 1508.35nm (b) et répartition spatiale d'intensité pour chacun des modes.

les simulations 3D présentées sur les figure 2.39 et 2.40.

- D'autre part que l'émission est purement monomode pour chaque mode, les deux répartitions ne se superposent pas. Le contrôle de l'émission laser de chaque mode est donc possible dans ces structures.

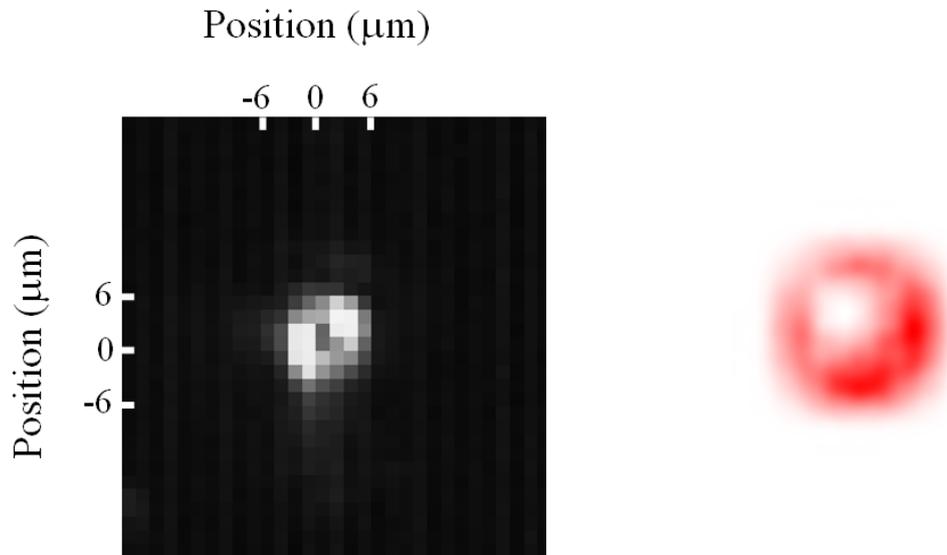


FIGURE 2.39 – Image de la répartition de l'intensité du champ dans la structure pour le mode fondamental au dessus du seuil laser, et intensité calculée (FDTD 3D) au dessus de la membrane pour ce mode (Échelle : 1500nm par pixel).

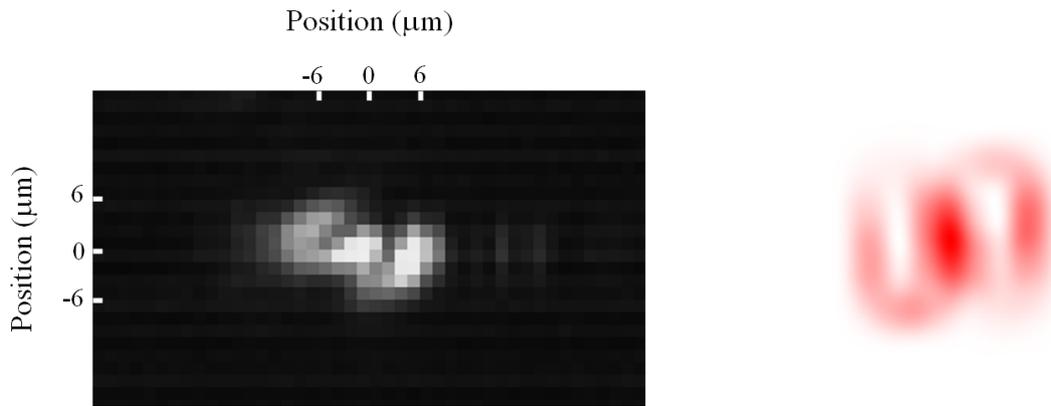


FIGURE 2.40 – Image de la répartition de l'intensité du champ dans la structure pour le premier mode d'ordre supérieur au dessus du seuil laser, et intensité calculée (FDTD 3D) au dessus de la membrane pour ce mode (Échelle : 1500nm par pixel).

Confinement des modes dans la structure

L'écart spectral entre le mode fondamental et le mode d'ordre supérieur, de 4nm, implique que les modes ne s'étendent pas sur toute la surface du cristal photonique. En effet, pour un résonateur d'une telle surface ($22 \times 22 \mu\text{m}$), on peut estimer que cet écart spectral serait d'environ 2nm (voir sur la figure 2.32). D'autre part, les images réalisées en espace réel des figures 2.39 et 2.40 montrent en effet que les tailles des modes sont bien inférieures à celle de la cavité.

Le confinement peut être dû à des fluctuations des paramètres géométriques du cristal photonique. En effet, nous avons vu dans la première partie de ce chapitre qu'une faible variation du diamètre des piliers (entre le puits et la cavité de quelques nm) pouvait limiter l'extension du mode dans le cristal photonique.

Pour savoir si le confinement est dû à une inhomogénéité de la structure, nous avons réalisé une cartographie de photoluminescence : il s'agit d'enregistrer tous les microns (maximum de résolution pour ce banc) la longueur d'onde du pic d'émission (lors de cette caractérisation, les structures n'étaient pas en régime d'émission laser, la puissance de pompe étant limitée à 1mW seulement, en continu). Les résultats sont donnés figure 2.41.

Sur la structure laser multimode, il apparaît deux zones distinctes : une zone supérieure où la longueur d'onde prédominante se situe autour de $1.55 \mu\text{m}$ et une zone inférieure où elle est de l'ordre de $1.54 \mu\text{m}$. Cette différence implique un écart entre les facteurs de remplissage des deux zones, probablement dû à des fluctuations de courant au cours de la lithographie électronique. Des mesures précises réalisées au microscope électronique montrent que le diamètre des piliers dans la zone supérieure vaut environ 526.5nm tandis qu'il n'est que de 511.5nm dans la zone inférieure. En prenant en compte ces valeurs, il est possible de montrer que la hauteur de la

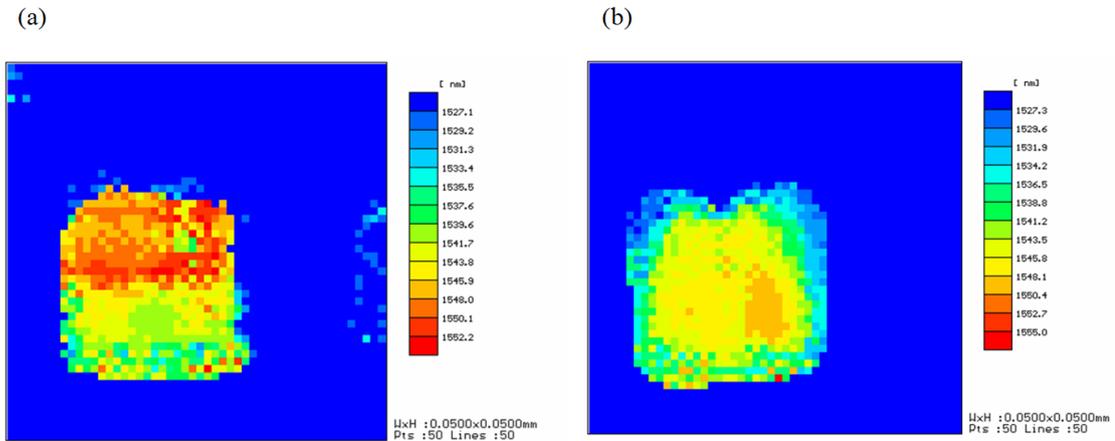


FIGURE 2.41 – Cartographies de photoluminescence de la structure étudiée présentant une émission laser multimode (a). A titre de comparaison, la cartographie d’une autre structure est également donnée (b) (les longueurs d’onde enregistrées ici sont décalées de quelques dizaines de nm par rapport aux caractérisations précédentes réalisées sur le banc de photoluminescence).

barrière résultante est égale à 12nm (calcul de bandes avec MPB 3D), ce qui permet aux deux modes espacés de 4nm de coexister dans la cavité (partie inférieure de la structure). Le mode reste donc confiné dans la zone inférieure (faibles longueurs d’onde), qui est similaire à un puits de photons, la zone supérieure jouant le rôle d’une barrière (pour un mode à courbure de bande négative).

D’autre part, un calcul des modes présents dans une cavité de dimensions 30x15 périodes donne un écart spectral entre le mode fondamental et le premier mode excité de 3nm ce qui est proche de l’écart spectral obtenu expérimentalement.

Cette cavité permet d’expliquer l’écart spectral entre le mode fondamental et le premier mode d’ordre supérieur, mais également la levée de dégénérescence du mode d’ordre supérieur : la cavité n’est plus carrée mais rectangulaire.

A titre de comparaison, une cartographie de photoluminescence pour une autre structure, plus uniforme, est également reportée sur la figure 2.41. Dans ce cas, les longueurs d’onde d’émission de la structure sont localisées autour d’une valeur centrale (1545nm) et réparties plus uniformément sur l’ensemble de la structure. La diminution de la longueur d’onde sur les bords de la structure va dans le sens des effets de proximité lors de la lithographie électronique : sur les contours du cristal photonique les diamètres des piliers sont plus faibles, diminuant l’indice effectif de la structure. Cette structure présente également une émission laser autour de $1.5\mu\text{m}$, purement monomode. Parmi l’ensemble des structures qui présentaient une émission laser, nous nous sommes focalisés sur celles présentant des émissions multimodes.

Les caractérisations en champ proche permettent de confirmer la localisation du mode dans

la structure. La figure 2.42 présente l'image topographique de la structure ainsi que la répartition du signal de photoluminescence pour le mode fondamental situé à 1504nm.

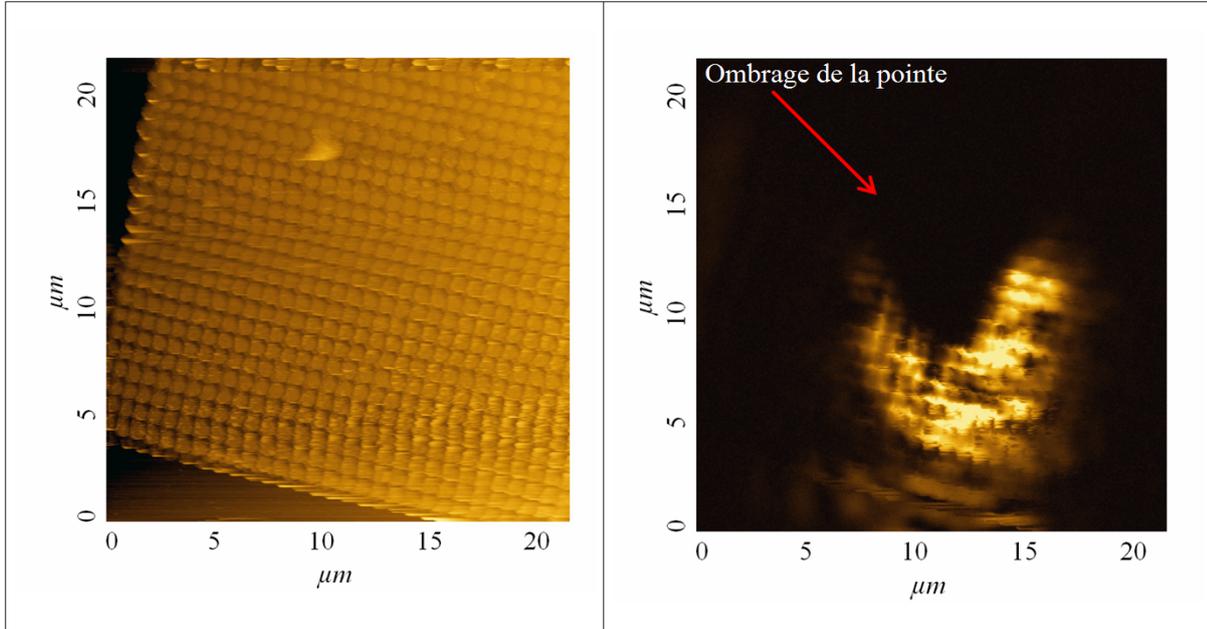


FIGURE 2.42 – Image topographique et répartition de l'intensité du signal de photoluminescence pour le régime d'émission stimulée du mode fondamental de la cavité situé à 1504nm. L'échelle verticale est en unité arbitraire. L'intensité du signal pour le mode a été volontairement forcée par souci de clarté. L'ombrage de la pointe passant devant le spot d'excitation est visible sur la cartographie du mode (indiqué par une flèche rouge).

La partie sombre visible sur la cartographie de photoluminescence du mode dans la figure 2.42 est due au passage de la pointe devant le spot d'excitation. L'enveloppe du mode (malgré l'ombrage) semble indiquer qu'il s'agit bien du mode fondamental et montre de plus, qu'il reste confiné sur une zone de plus faibles dimensions que la structure entière. La taille du mode, qu'il est possible d'estimer sur l'image, correspond à environ $11 \times 11 \mu m$ soit 15 périodes du cristal photonique. Ce résultat est en accord avec les caractérisations du paragraphe précédent réalisées en champ lointain (figure 2.39). En revanche, le mode ne semble pas s'étendre sur toute la cavité rectangulaire que l'on a mise en évidence précédemment. Pour expliquer cela, nous émettons plusieurs hypothèses :

- Des variations plus fines du facteur de remplissage du cristal photonique pourraient réduire encore l'espace occupé par le mode dans la cavité. Cela n'a pas pu être mis en évidence lors des mesures des diamètres des piliers au microscope électronique.
- Le confinement du mode dans la cavité peut être dû à un effet Kerr² dans le cristal photonique, qui permet de localiser le mode à l'endroit du spot d'excitation. En effet,

2. Ce phénomène est appelé abusivement "effet Kerr". Il serait plus rigoureux de dire qu'il s'agit d'une "variation non-linéaire de l'indice optique par la variation de la densité de porteurs" à l'endroit de l'excitation

bien que l'excitation soit non résonante, la création d'une forte densité de porteurs par le pompage diminue l'indice optique du matériau et cela crée alors un puits pour les photons à l'endroit de la surface illuminée (confinement suivant le même principe que le confinement par la structure mis en évidence précédemment, pour un mode à courbure de bande négative). Cet effet s'accompagne d'un "blue-shift" de la longueur d'onde d'émission du pic laser [54, 55, 56, 57]. Nous avons reporté sur la figure 2.43 cette variation pour le mode fondamental de la structure laser étudiée. Cette figure montre une diminution franche de la longueur d'onde laser avec la puissance crête de pompe³.

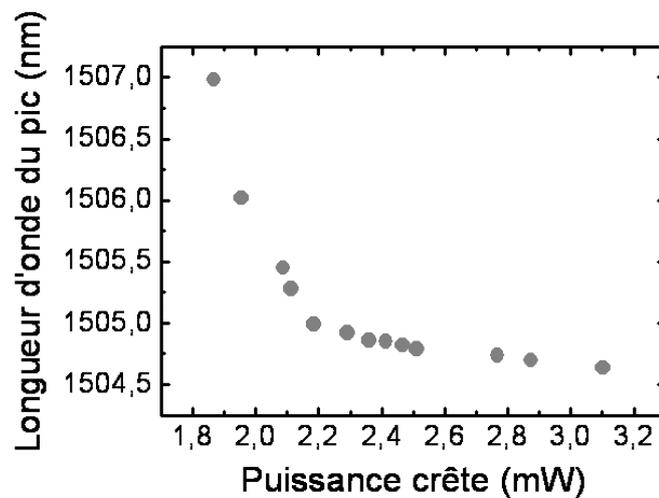


FIGURE 2.43 – Variation de la longueur d'onde du pic d'émission laser du mode fondamental de la structure étudiée en fonction de la puissance crête de pompe en mW.

Le confinement du mode de Bloch dans la structure est donc essentiellement dû aux variations du facteur de remplissage de celle-ci. Ce confinement semble cependant être assisté par un confinement par effet Kerr, qui localise le mode laser à l'endroit du spot d'excitation.

Caractérisation du régime d'émission stimulée

Nous allons maintenant nous intéresser plus particulièrement aux caractéristiques d'émission laser du mode fondamental ainsi que de l'un des deux modes d'ordre supérieur, celui situé à 1508.35nm.

Les courbes rendant compte de la valeur de l'intensité émise par le laser en fonction de la puissance crête de pompe pour ces deux modes sont données figure 2.44. Ces courbes représentent la

3. Deux régimes peuvent être observés sur la figure 2.43. Le premier régime, en dessous du seuil laser, est dû à l'augmentation du nombre de porteurs injectés avec la puissance d'excitation. Dans le second, caractérisé par une plus faible diminution de la longueur d'onde avec la puissance de pompe, les puits sont saturés et l'on peut attribuer la faible diminution de la longueur d'onde à la présence de porteurs - issus du pompage - dans les barrières.

puissance émise par le dispositif (en unité arbitraire) en fonction de la puissance incidente crête. Nous pouvons alors extraire la puissance seuil du laser, marquée par le commencement d'un régime linéaire de la puissance émise en fonction de la puissance de pompe. Sur ces courbes, il est également possible de distinguer plusieurs régimes que l'on peut expliquer de la façon suivante :

- Un premier régime d'émission spontanée seule, situé avant le seuil laser : dans cette zone, la puissance optique de pompe générant des porteurs, permet de saturer l'absorption jusqu'au seuil de transparence où le gain net additionnel (c'est à dire sans prendre en compte l'absorption) permet de compenser progressivement les pertes optiques du résonateur.
- Le régime d'émission stimulée caractérisé par une variation linéaire de la puissance émise par la structure en fonction de la puissance de pompe.

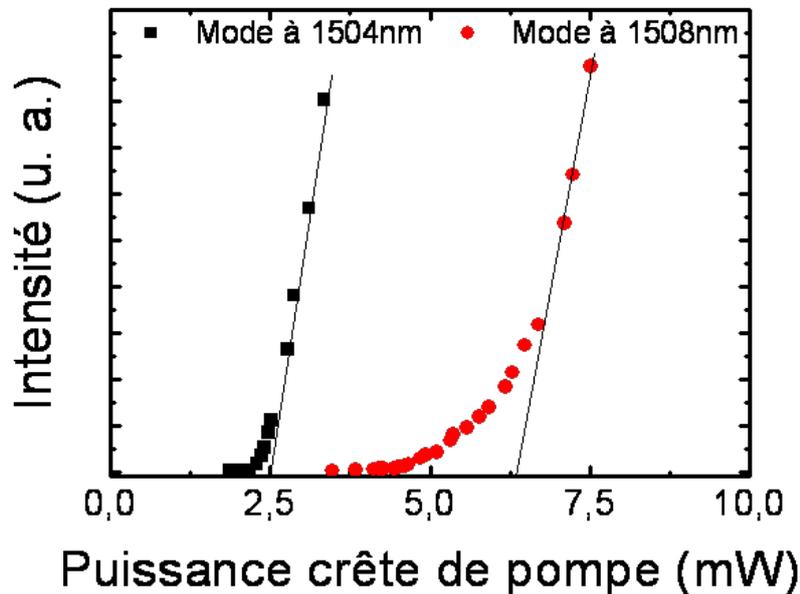


FIGURE 2.44 – Intensité émise par le microlaser en fonction de la puissance crête de pompe d'une structure à réseau de piliers reportée sur un miroir de Bragg : pour le mode fondamental (1504nm) et pour le mode d'ordre supérieur (1508.35nm) d'une même structure.

Le seuil laser obtenu pour le mode fondamental se situe autour de 2.2mW en terme de puissance pic de pompe. Dans des réseaux triangulaires de trous pour un mode situé au dessus du cône de lumière et pour le même type de structure (membrane de 250nm d'InP contenant 4 puits quantiques reportée sur un miroir de Bragg Si/SiO₂), les seuils obtenus sont du même ordre de grandeur [58].

Le seuil laser obtenu pour le mode d'ordre supérieur est légèrement plus élevé et se situe autour de 5mW, toujours en terme de puissance pic de pompe. Ce seuil plus élevé peut s'expliquer :

- D'une part, par le fait que son facteur de qualité est moins important que pour le mode fondamental. Les simulations de FDTD 3D révèlent en effet que le mode fondamental

possède un facteur de qualité de 9000 alors qu'il n'atteint que 4500 pour le premier mode d'ordre supérieur.

- D'autre part, par le fait que la position des pics d'émission laser pour ces deux modes, par rapport au gain des puits quantiques, n'est pas exactement la même.

Ces caractérisations nous ont permis de montrer que l'effet laser peut être obtenu dans un cristal photonique constitué d'un réseau de micro-piliers, avec un seuil comparable à ceux obtenus pour des réseaux de trous. Nous avons mis en évidence un confinement accidentel des modes lasers, dû à une variation des paramètres géométriques de la structure. Ce résultat montre que le mode est très sensible aux variations de facteur de remplissage de la structure, en accord avec l'étude théorique de la première partie de ce chapitre où l'on montrait qu'il suffisait d'une faible variation entre le puits et la barrière pour confiner le mode au centre du cristal photonique. Ce confinement par la structure est également assisté d'un confinement par effet Kerr qui permet de localiser le mode à l'endroit du spot d'excitation. Enfin, nous avons également vu qu'il était possible de sélectionner le mode dans le cristal photonique en modifiant la position de l'injection.

Cas des hétérostructures

Un régime d'émission laser a également été obtenu dans des hétérostructures (cavité de 10x10 piliers et 5 rangées barrière de facteur de remplissage ainsi que quelques rangées supplémentaires pour limiter les effets de proximité). Les caractérisations ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales que dans le cas précédent. La courbe "L-L" (Light in - light out, pour l'intensité de l'émission du laser en fonction de la puissance de pompe) réalisée sur l'une des hétérostructures est donnée figure 2.45. La puissance de seuil, dans ce cas, est similaire à celle obtenue précédemment et vaut environ 2.6mW.

Le but était ici de confiner le mode au centre de la structure. Cependant, les mesures au microscope électronique n'ont pas permis de mettre en évidence une variation des dimensions des piliers. Des caractérisations complémentaires (SNOM) sont actuellement en cours pour déterminer l'étendue du mode de Bloch dans la structure.

Application à l'opto-fluidique

L'utilisation des cristaux photoniques à réseaux de piliers peut s'ouvrir à d'autres domaines que celui de l'optique intégrée. La détection de particules biologiques, à l'aide de résonateurs optiques pour la détection rapide de maladies par exemple, fait aujourd'hui l'objet de nombreuses recherches [59]. L'utilisation de la photonique dans ce domaine est motivée par la nécessité de développer des techniques de détection sensibles, bas coût, peu encombrantes et rapides. De plus, les méthodes actuelles requièrent souvent l'utilisation de marqueurs radioactifs ou fluorescents alors qu'en utilisant les propriétés de dispositifs optiques, il est possible de détecter la présence de particules biologiques sans avoir recours à ces marqueurs. Le principe de la détection de molécules biologiques à l'aide de résonateurs optiques consiste généralement à déceler une variation de la longueur d'onde de résonance. En effet, la mise en contact du résonateur optique

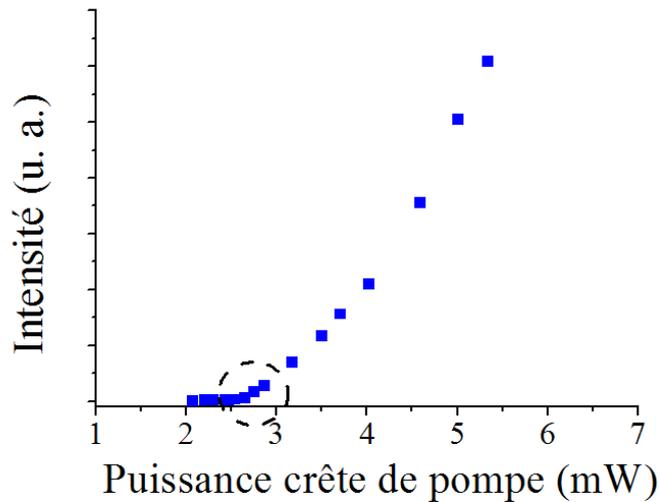


FIGURE 2.45 – *Intensité d’émission du mode laser en fonction de la puissance crête de pompe, donnée pour une hétérostructure photonique.*

et de la solution contenant les molécules biologiques à analyser induit une modification de l’indice effectif de l’environnement.

Depuis quelques années, les cristaux photoniques sont vus comme des outils de détection de molécules biologiques très attractifs. En effet, les dispositifs “opto-micro-fluidiques” sont basés sur l’interaction entre le champ évanescent du composant (microdisque [60, 61], guide d’onde, cristal photonique [62, 63, 64]...) et les molécules à analyser. Les cristaux photoniques, par leurs propriétés de fort confinement de la lumière sur des volumes restreints, permettent une interaction beaucoup plus importante et de très faibles quantités de molécules biologiques peuvent être détectées [65]. La présence de particules biologiques à la surface (par fonctionnalisation de la surface ou par ajout d’un canal microfluidique au dessus du cristal photonique [66]) ou à l’intérieur des trous d’un cristal photonique [67] modifie l’indice effectif du dispositif et le décalage spectral de la résonance permet de déterminer les quantités mises en jeu.

Jusqu’à présent, de nombreuses configurations ont été étudiées. Celles fondées sur des structures à cristaux photoniques utilisent toutes des réseaux de trous. Les conditions de remplissage des trous avec des solutions à analyser sont souvent très complexes [68]. En effet, il est possible de montrer que lorsque l’on dépose un liquide sur la surface d’un cristal photonique, l’infiltration dans des cristaux photoniques de trous n’est que partielle [69], et dépend de nombreux paramètres comme la viscosité du fluide, la température, les propriétés de surface de la structure (hydrophile ou hydrophobe dans le cas de l’eau)... En revanche, l’utilisation de cristaux photoniques à réseaux de piliers permettrait de pallier aux problèmes d’infiltration

partielle et de rendre de fait, les expériences plus fiables et reproductibles. De plus, il serait éventuellement possible de faire circuler un liquide à travers le dispositif, et, par conséquent, d'intégrer le résonateur dans un circuit microfluidique.

Une première étape, pour démontrer la possibilité d'utiliser ce type de dispositifs pour la détection de particules biologiques, consiste à évaluer leur sensibilité à une variation de l'indice de leur environnement.

Pour cela, nous reprenons les micro-lasers étudiés précédemment. Sur l'échantillon, nous déposons à la tournette quelques microns de résine ($3\mu\text{m}$ environ de PMMA fournit par MicroChem©) sur l'échantillon. L'indice de la résine à $1.55\mu\text{m}$ est donné par le fournisseur : 1.489. Nous voulons déterminer quantitativement l'influence de la modification de l'indice de l'environnement du cristal photonique.

Les structures sont pompées optiquement sur le banc de photoluminescence dans les mêmes conditions que précédemment. Des résultats sont présentés dans la figure 2.46. Toutes les structures qui atteignaient le régime d'émission stimulée avant le dépôt de la résine l'ont également atteint après dépôt du polymère. Sur l'ensemble de ces structures, des décalages de quelques dizaines de nanomètres (entre 20 et 30nm) vers les plus grandes longueurs d'onde peuvent être observés. Ce red-shift peut s'expliquer par l'augmentation de l'indice effectif de la structure due au dépôt de la résine.

Nous obtenons donc un décalage de 30nm pour une variation de l'indice de $n \approx 0.5$. Cette sensibilité est de l'ordre de grandeur de celles reportées récemment dans [69, 70] pour un capteur utilisant un guide W1 en silicium.

Cependant, le cristal photonique que nous étudions présente de nombreux intérêts :

- Il s'agit d'un composant actif, à faible seuil, qui permet d'obtenir un régime d'émission stimulée aisément. De cette façon, la détection du décalage en longueur d'onde est uniquement limitée par la résolution du spectromètre, en régime d'émission stimulée. Il serait donc a priori possible de détecter de très faibles concentrations de liquides. Il est important de souligner que la modification de l'indice effectif du cristal photonique diminue légèrement le facteur de qualité du mode : alors qu'il est de 9000 lorsque les piliers sont dans l'air (calcul FDTD 3D), il n'atteint que 4700 si l'indice de l'environnement est de 1.5. Le régime d'émission laser est tout de même atteint.
- D'autre part, on peut démontrer que la résine a pénétré totalement dans le réseau. Des simulations de FDTD 3D montrent en effet que si la résine recouvre entièrement le cristal photonique, le décalage en longueur d'onde atteint 30,6nm alors qu'il n'est de seulement 9,45nm si la résine ne pénètre pas à l'intérieur des interstices.

Cette expérience montre qu'il est également possible d'exploiter ce type de structures pour la réalisation de capteurs opto-fluidique appliqués à la détection de molécules biologiques. Cependant, et afin de poursuivre cette étude, il serait intéressant de tester ces dispositifs avec des solutions d'intérêts biologiques et de déterminer la sensibilité du capteur (estimation des concentrations minimales de molécules biologiques pour observer un décalage en longueur d'onde

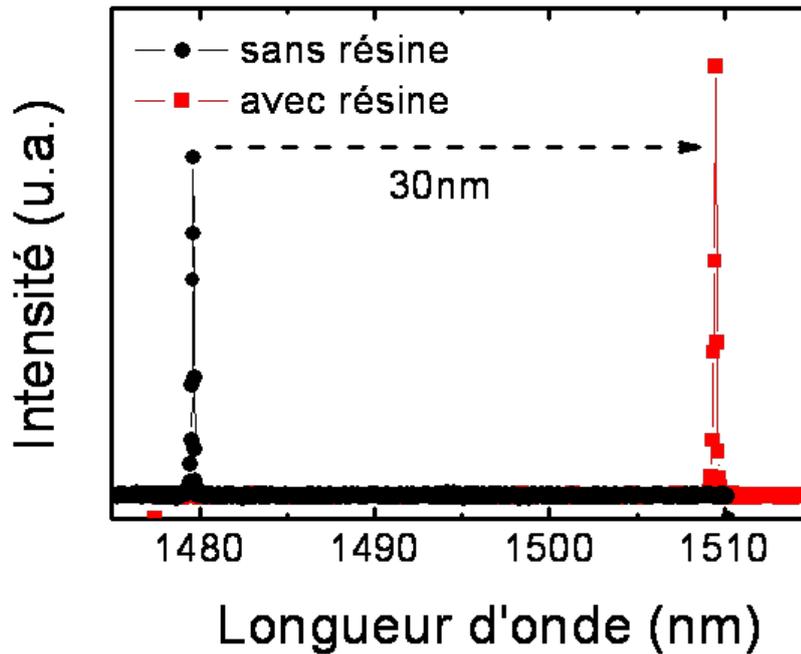


FIGURE 2.46 – Emission laser des structures étudiées dans l’air (noir) ou englobées dans la résine (rouge), pour une puissance de pompe de 30mW environ.

“mesurable”). Ces caractérisations sont actuellement en cours, en collaboration avec l’équipe “micro-fluidique” du laboratoire.

Enfin, pour des dispositifs de type “laboratoire sur puce”, dans lesquels les fluides circulent, il faudra étudier l’écoulement de ces derniers au travers d’un réseau de piliers de période submicrométrique, et imaginer les traitements permettant de rendre leur surface hydrophile.

2.6 Conclusion

En structurant l’environnement d’un cristal photonique 2D (par la modification du facteur de remplissage ou l’ajout d’un miroir de Bragg) il est possible d’augmenter considérablement le facteur de qualité d’un mode de Bloch en Γ . En effet, ces modifications permettent de limiter d’une part les pertes aux frontières de la structure, prépondérantes dans un cristal photonique uniforme, mais aussi les fuites hors du plan. Ainsi, des facteurs de qualité de plusieurs dizaines de milliers ont été obtenus, par simulations FDTD 3D, dans des hétérostructures constituées d’une cavité de 10x10 piliers entourée de 5 rangées de blindage et reportées sur un miroir de Bragg. Ces cristaux photoniques ont ensuite été fabriqués dans une membrane de semiconducteur III-V (InP) contenant des puits quantiques. Le régime d’émission stimulée a été atteint, pour des structures uniformes mais également pour des hétérostructures. Un fonctionnement multimode a été plus particulièrement étudié. Nous avons ainsi montré qu’il est possible :

- D’obtenir une émission laser dans des cristaux photoniques à réseaux de plots avec des

- seuils comparables aux lasers basés sur des cristaux photoniques à réseaux de trous ;
- De sélectionner le mode d'émission laser par le positionnement du spot d'excitation sur un maximum d'intensité du mode ;
 - De confiner le mode de Bloch par variation graduelle du diamètre des plots, et également par le spot d'excitation (effet Kerr) ;
 - Enfin, des premiers résultats préliminaires montrant une variation de la longueur d'onde laser d'un réseau de piliers avec l'indice de l'environnement du cristal photonique sont encourageants. Des études complémentaires sont en cours, mais il est d'ores et déjà possible d'imaginer de nouveaux régimes de détections de molécules biologiques en utilisant les propriétés des cristaux photoniques à réseaux de micropiliers.

Nous allons maintenant nous intéresser aux modes de Bloch en Γ qui ont la capacité de se coupler, dans la direction verticale, aux modes rayonnés.

Chapitre 3

Miroirs et microcavités : exploitation de modes faiblement résonants

Sommaire

3.1	Principe des miroirs à cristaux photoniques	87
3.1.1	Cas du cristal photonique de taille latérale infinie	87
3.1.2	Quelques exemples	88
3.2	Miroirs large bande à base de cristaux photonique 1D ou 2D	92
3.2.1	Conception des réflecteurs à base de cristaux photoniques	92
3.2.2	Fabrication des miroirs à cristaux photoniques 1D ou 2D	97
3.2.3	Caractérisation des miroirs à cristaux photoniques 1 ou 2D	98
3.2.4	Résultats de caractérisation des miroirs à CP 1D	100
3.2.5	Résultats de caractérisation des miroirs à CP 2D	100
3.2.6	Conclusion	102
3.3	Dispositifs passifs : cavités à double cristaux photoniques 1D	102
3.3.1	Conception et fabrication des microcavités	106
3.3.2	Caractérisation des microcavités passives	109
3.4	Microcavité active constituée de deux miroirs à cristaux photoniques	113
3.4.1	Résultats de simulations sur la microcavité	113
3.4.2	Etapas de fabrication de la microcavité active	115
3.4.3	Résultats de caractérisation	115
3.5	Conclusion	116

L'EXPLOITATION de modes de Bloch en Γ ayant une forte interaction avec les modes rayonnés conduit à la réalisation de composants dont le régime de fonctionnement est différent de celui étudié dans le chapitre précédent. La faible durée de vie des photons dans la membrane à cristal photonique permet la réalisation de composants nécessitant une interaction forte avec les modes rayonnés comme par exemple des miroirs à cristaux photoniques [17, 71]. En utilisant ce type de mode de Bloch, nous verrons qu'il est possible de réaliser des miroirs à cristaux photoniques particulièrement efficaces. Ils permettent en effet d'obtenir de très fortes réflectivités ($>99.8\%$) sur de grandes gammes de longueurs d'onde ($1.4\mu m - > 1.6\mu m$). Ils permettent également de contrôler les propriétés des modes dans le plan de la membrane [72]. De plus, contrairement à leurs homologues, les miroirs de Bragg, les miroirs à cristaux photoniques membranaires sont constitués d'une unique couche mince structurée de semiconducteur dont l'épaisseur dépasse rarement quelques centaines de nanomètres tandis que l'épaisseur des miroirs de Bragg atteint généralement quelques micromètres. Les caractéristiques de ces miroirs en font des éléments de base pour la réalisation de cavités Fabry-Pérot ultra-compactes, constituées uniquement de miroirs à cristaux photoniques membranaires.

Le concept de miroirs à cristaux photoniques exploitant des modes de Bloch en Γ fortement couplés aux modes rayonnés a été très largement étudié dans [73]. Ainsi, des miroirs sensibles ou non à la polarisation [74, 19], des cavités mixtes constituées d'un miroir de Bragg InP/InGaAs et d'un miroir à cristal photonique InP/Air [75] et une cavité ultime à double cristaux photoniques [35] ont été fabriqués et caractérisés au laboratoire. Le matériau haut indice utilisé pour la réalisation de ces dispositifs était l'InP tandis que le matériau bas indice était l'air, ce qui assurait ainsi un fort contraste d'indice. Les miroirs étaient suspendus dans l'air et le miroir de Bragg était constitué de 3 alternances InP/Air. D'autres réalisations utilisent un miroir à cristal photonique dans des cavités mixtes (miroir de Bragg/miroir à cristal photonique) pour plus de compacité mais également pour le contrôle de la polarisation et de l'émission de VCSELS. Dans ce cas, le miroir peut être également suspendu pour permettre une accordabilité du composant [76]. Cependant, comme nous l'avons évoqué précédemment, les membranes à cristaux photoniques suspendues, bien qu'autorisant un contraste d'indice important, sont mécaniquement peu robustes, ce qui, à l'heure actuelle, interdit leur intégration au sein de circuits optiques. D'autre part, et dans l'optique de réaliser des composants photoniques compatibles avec ceux de la microélectronique, l'utilisation du silicium s'avère indispensable. C'est pourquoi dans ce chapitre, et dans le cadre du projet HEVICAL, les cristaux photoniques seront généralement transférés dans une membrane de silicium, celle-ci étant par la suite englobée dans une matrice de silice. Pour la réalisation de composants actifs, incluant des matériaux du type puits ou boîtes quantiques, des développements conceptuels et technologiques devront être effectués. Ces évolutions sont nécessaires pour envisager l'intégration de composants à base de cristaux photoniques dans des circuits optiques 3D.

Dans cette partie, après avoir rappelé brièvement les principes des réflecteurs large bande à base de cristaux photoniques, nous présentons des résultats de simulations et expérimentaux

sur des cristaux photoniques 1D membranaires formés de lames 1D et des cristaux photoniques 2D membranaires constitués d'un réseau carré de microplots. *Le matériau haut indice utilisé ici est du silicium et deux cas sont étudiés selon que les réflecteurs sont recouverts de silice ou non.* Les dispositifs seront réalisés sur substrat SOI. Nous étudierons ensuite des cavités optiques Fabry-Pérot à base de deux réflecteurs à cristal photonique 1D. Nous en présenterons les concepts fondamentaux, comme le confinement latéral par l'utilisation de modes de Bloch du cristal photonique à vitesse de groupe négative. Des facteurs de qualité supérieurs à 20000 peuvent être obtenus pour des tailles latérales de dispositifs ne dépassant pas $20\mu m$. Nous donnerons également des résultats expérimentaux sur ce type de cavité.

Enfin, nous nous intéresserons plus particulièrement aux composants actifs à partir de la brique de base, miroir à cristal photonique. En effet, les facteurs de qualité obtenus expérimentalement sur des microcavités passives nous ont permis d'envisager la réalisation de microcavités laser à base, uniquement, de miroirs à cristaux photoniques. Nous donnerons la conception qui a été choisie et les résultats de simulation. Enfin nous présenterons les étapes technologiques relatives à la fabrication de cette structure, réalisée sur deux plateformes technologiques : le LETI-CEA ainsi que l'INL.

3.1 Principe des miroirs à cristaux photoniques

Nous allons ici exploiter le second type de mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière : ceux pour lesquels l'interaction avec les modes rayonnés est très forte. Contrairement aux modes étudiés dans le chapitre précédent, ceux-ci présentent de faibles facteurs de qualité, généralement de l'ordre de quelques dizaines et n'excédant pas quelques centaines. La durée de vie du photon est essentiellement contrôlée par les fuites dans la direction verticale. La taille minimale du dispositif pour obtenir de fortes réflectivités dépendra fortement de l'extension latérale du mode, donc, comme précédemment, de la courbure de bande du mode étudié.

3.1.1 Cas du cristal photonique de taille latérale infinie

Dans un cristal photonique de taille latérale infinie, le vecteur d'onde du mode de Bloch est exactement défini en Γ , c'est-à-dire pour $k_{//} = 0$. Lorsque les photons arrivent en incidence normale sur le cristal photonique, après couplage avec le mode de Bloch, ils sont tous réémis en phase avec le faisceau, conduisant ainsi à une réflectivité de 100%.

La durée de vie limitée des photons dans le cristal photonique entraîne un élargissement spectral de la résonance : si τ est la durée de vie des photons dans la membrane à cristal photonique, l'élargissement spectral vaut alors $\Delta\Omega = 1/\tau$ et le facteur de qualité $Q = \omega\tau$. Considérons maintenant une source ponctuelle placée dans la membrane à cristal photonique et émettant à la fréquence de résonance du mode de Bloch en Γ . Un raisonnement cinétique permet de mieux comprendre les propriétés de ces modes. Les photons émis par la source peuvent :

- Soit se propager latéralement dans la membrane avec une vitesse de groupe $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \alpha k_{//} \approx \frac{\alpha}{R}$ (en supposant, comme au chapitre précédent que la bande est parabolique), où R est l’extension latérale du mode ;
- Soit être diffractés dans la troisième direction de l’espace avec une probabilité $1/\tau_c$, où τ_c est la durée de vie des photons avant de fuir verticalement.

Pour un mode de Bloch donné, il résulte alors un état stable pour lequel le temps mis par le photon pour atteindre les bords du mode sera du même ordre de grandeur que celui nécessaire à être diffractée dans la troisième direction de l’espace, soit :

$$\tau_c = \frac{R}{v_g} = \frac{R^2}{\alpha} \quad (3.1)$$

La grandeur $R = \sqrt{\alpha\tau_c}$ peut être considérée comme le libre parcours moyen du photon avant d’être diffracté hors de la membrane. Pour un cristal photonique 1D, R est la taille “naturelle” du mode de Bloch, et, pour un cristal photonique 2D, R^2 est sa surface “naturelle”. La compacité du mode dépend donc du taux de couplage aux modes rayonnées, $1/\tau_c$, et de la courbure de bandes qui doit, là encore, être la plus faible possible.

Ce raisonnement cinétique permet de donner les premières règles de conception des miroirs à base de cristaux photoniques :

- La taille latérale du dispositif doit être supérieure à la taille “naturelle” du mode afin d’éviter les fuites hors du miroir
- Le faisceau incident vertical doit avoir une taille latérale supérieure à celle du mode mais inférieure à la taille latérale du dispositif.

3.1.2 Quelques exemples

Pour illustrer ce concept, nous étudions dans un premier temps la réflectivité d’un cristal photonique 1D membranaire, constitué de tiges diélectriques (du silicium) dans un matériau de faible indice (la silice). Nous nous intéresserons à la polarisation TE, telle qu’indiquée dans la figure 3.1, pour laquelle le champ incident est polarisé le long des tiges.

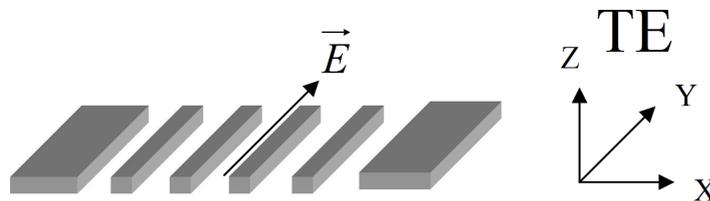


FIGURE 3.1 – Schéma d’un cristal photonique 1D membranaire constitué de tiges diélectriques. On se place en polarisation TE, où le champ incident est polarisé le long des tiges.

Nous utilisons la méthode RCWA décrite dans le chapitre 1 pour déterminer les spectres de réflectivité des membranes à cristaux photoniques 1D. Dans un premier temps, nous illuminons la

membrane par une onde plane en incidence normale. Le résultat est donné figure 3.2 et il montre qu'un pic atteignant 100% de réflectivité est obtenu à $1.44\mu\text{m}$, longueur d'onde de résonance du mode de Bloch en Γ . Les distributions spatiales des composantes du champ E_y et H_z sont également données figure 3.2, montrant ainsi qu'il s'agit effectivement d'un mode ayant la capacité de se coupler verticalement. Sur ce même cristal photonique, nous imposons ensuite un angle de 2° par rapport à la normale sur l'onde plane incidente. Sur le spectre de réflectivité donné figure 3, nous retrouvons le mode qui se couple verticalement, mais un second mode, autour de $1.67\mu\text{m}$ est également présent. Les cartographies des champs E_y et H_z pour ce dernier mode sont données sur la figure 3.3. Il s'agit d'un mode ne se couplant pas verticalement, mais comme nous l'avons évoqué dans le chapitre précédent, il possède néanmoins la capacité de se coupler autour de la direction verticale. Dans des expériences réelles où l'onde incidente est généralement gaussienne, ces modes seront très souvent présents dans les spectres de réflectivité et nous leur ferons référence en les nommant "modes d'insertion". Nous donnerons quelques exemples par la suite.

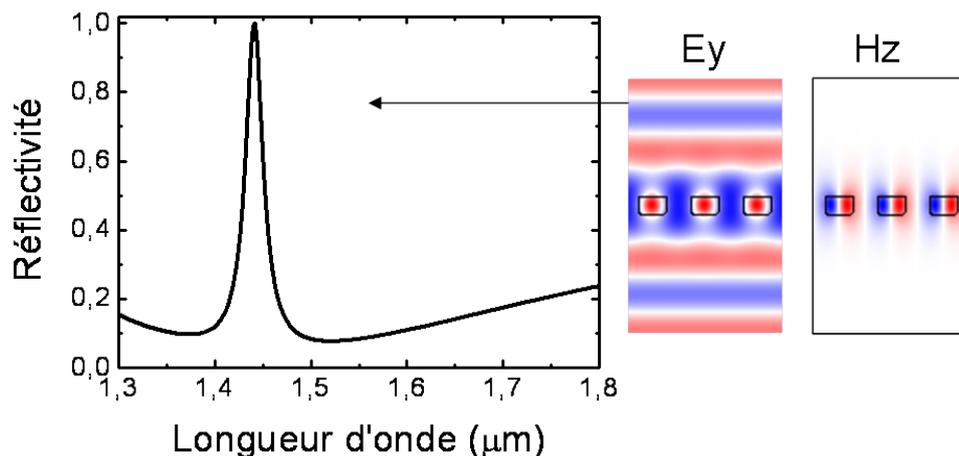


FIGURE 3.2 – Spectre de réflectivité obtenu en incidence normale sur un cristal photonique 1D membranaire, en polarisation TE. Les cartographies E_y et H_z du mode résonant à $1.44\mu\text{m}$ dans le plan (x,z) sont également représentées.

Nous venons de voir que l'utilisation d'un mode de Bloch se couplant dans la direction verticale entraîne un pic de réflectivité atteignant 100% à la longueur d'onde de résonance de ce mode. Cependant, il est nécessaire d'obtenir de fortes réflectivités sur une large gamme de longueur d'onde, par exemple pour la réalisation de dispositifs accordables comportant ce type de miroirs. Pour atteindre des réflectivités proches de 100% sur une large gamme de longueurs d'onde, le principe est d'exploiter plusieurs résonances du cristal photonique se couplant verticalement. Si elles sont suffisamment proches spectralement, il est alors possible d'obtenir de larges plateaux de forte réflectivité. Un exemple est donné figure 3.4, où une réflectivité proche de 100% est obtenue sur plus de 200nm autour de $1.5\mu\text{m}$ en exploitant deux résonances d'un cristal photonique 1D de période 950nm, de facteur de remplissage de silicium

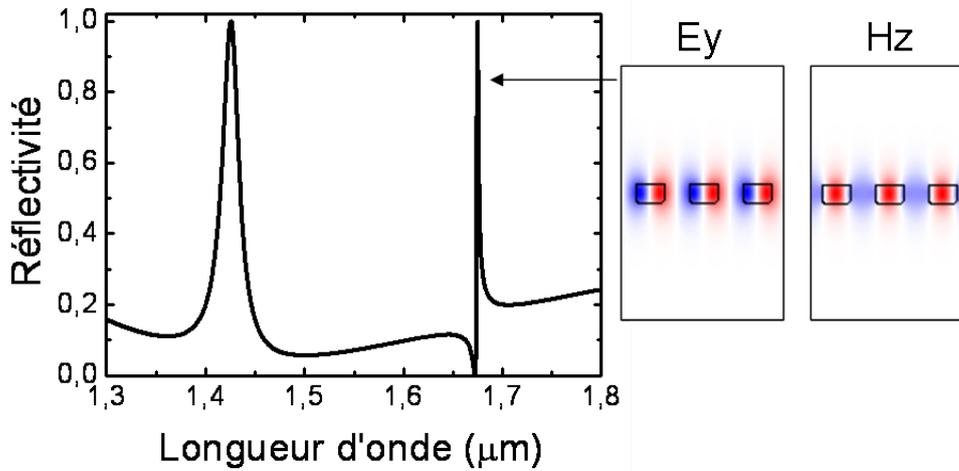


FIGURE 3.3 – Spectre de réflectivité obtenu avec une onde incidente possédant un angle de 2° par rapport à la normale sur un cristal photonique 1D membranaire. Les cartographies E_y et H_z du mode résonant à $1.67\mu\text{m}$ sont également représentées.

de 50% et d'épaisseur 300nm, englobé dans une matrice de silice. La présence de plusieurs modes de Bloch dans le cristal photonique peut être mise en évidence en s'éloignant des paramètres initiaux (facteur de remplissage, épaisseur de la membrane) adoptés pour le miroir large bande de départ (également figure 3.4).

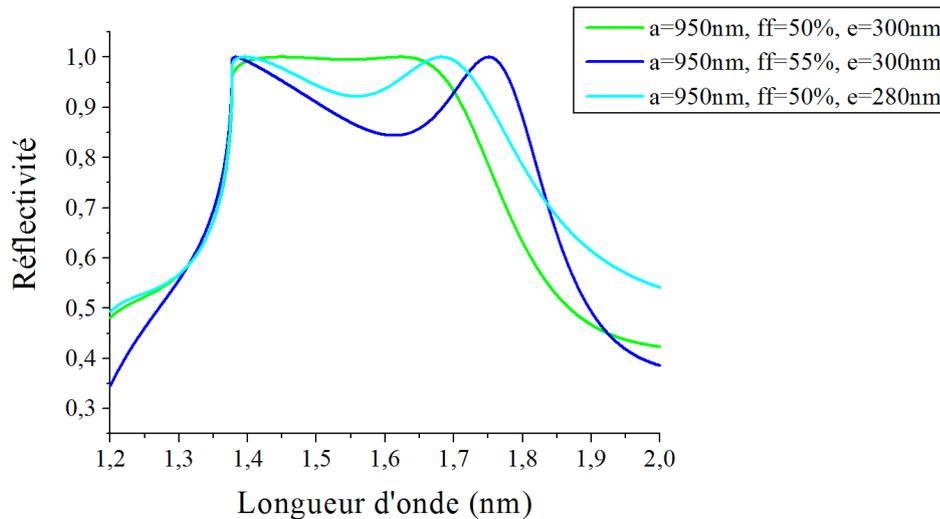


FIGURE 3.4 – Réflectivité d'un miroir de tiges de silicium dans la silice de période 950nm, pour des valeurs de facteurs de remplissage de silicium et d'épaisseur de membrane variables.

Avant de donner des résultats expérimentaux, nous pouvons d'ores et déjà donner quelques règles de conception supplémentaires pour la réalisation de miroirs à base de cristaux photoniques efficaces :

- Le choix de la courbure de bande : une faible courbure de bandes est obtenue en utilisant des cristaux photoniques à fort contraste d'indice. L'utilisation du silicium comme matériau haut indice et de la silice comme matériau faible indice est donc tout à fait adapté pour la réalisation de dispositifs passifs.
- Le choix des dimensions du cristal photonique : le choix de la période définira la longueur d'onde de fonctionnement du miroir. Le choix du facteur de remplissage et de l'épaisseur définira à la fois la courbure de bande et le taux de couplage aux modes rayonnés. Nous avons vu dans le chapitre précédent que de faibles courbures de bandes peuvent être obtenues pour des facteurs de remplissage autour de 50%. Le taux de couplage aux modes rayonnés est lui aussi conditionné par le facteur de remplissage : un faible facteur de remplissage, c'est-à-dire que le milieu bas indice est en proportion plus grande dans le cristal photonique, impliquera un fort taux de couplage aux modes rayonnés. À l'inverse, un fort facteur de remplissage amènera à un confinement plus important du mode dans le matériau haut indice et donc un faible taux de couplage vers l'espace libre. Pour ces deux raisons, le choix d'un facteur de remplissage des miroirs autour de 50% est bien adapté.

Nous allons maintenant donner les résultats de simulations et expérimentaux pour deux types de réflecteurs : ceux qui sont à base de cristaux photoniques 1D et qui permettent un contrôle fin de la polarisation, et ceux qui sont à base de cristaux photoniques 2D pour la réalisation de dispositifs insensibles à la polarisation.

3.2 Miroirs large bande à base de cristaux photonique 1D ou 2D

3.2.1 Conception des réflecteurs à base de cristaux photoniques

Dans cette première partie, nous allons nous intéresser aux miroirs large-bande à base de cristaux photoniques 1D à réseaux de tiges ou 2D à réseaux de piliers réalisés en silicium ($n=3.5$) dans une matrice de silice d'indice 1.45. Chacun de ces réseaux possède des avantages propres : les réseaux 1D permettent un contrôle de la polarisation, ce qui n'est pas le cas des réseaux 2D. En effet, un cristal photonique 1D se comportera comme un réflecteur seulement pour une polarisation donnée, TE ou TM, si le champ est polarisé parallèlement ou perpendiculairement aux tiges. En revanche, les réseaux carrés 2D restent insensibles à la polarisation de l'onde incidente étant données leurs symétries.

Conception des réflecteurs 1D

Des miroirs large bande à base de cristaux photoniques 1D à réseaux de tiges ont été simulés par RCWA et FDTD 2D (dans le cas de réseaux de dimensions finies). Les paramètres des cristaux photoniques qui ont été choisis pour obtenir une réflexion large bande autour de $1.5\mu m$ sont les suivants :

- Epaisseur de la membrane : 300nm
- Période du CP : 950nm
- Facteur de remplissage : 50%

Le résultat de la simulation RCWA en polarisation TE (champ E parallèle aux fentes) et TM (champ E perpendiculaire aux fentes) est présenté figure 3.5. Ce spectre montre, dans le cas TE et pour un dispositif de taille latérale infinie éclairé par une onde plane en incidence normale, une réflectivité dépassant 99,5% sur une plage de longueur d'onde allant de $1.4\mu m$ à $1.65\mu m$. Ce plateau de réflectivité est dû à la présence de deux modes de Bloch se couplant efficacement aux modes rayonnés situés à $1.46\mu m$ et $1.62\mu m$. Ces deux modes sont de symétries opposées suivant un plan médian dans la membrane. Les deux cartographies de E_y et H_z sont également représentées figure 3.5 et montrent que la symétrie du champ E_y permet un couplage efficace avec une onde plane propagative dans la direction verticale.

En plus du fait que ces deux modes présentent des répartitions de champ opposées, les courbures de bandes sont elles aussi opposées [73]. Nous reviendrons sur cet aspect plus loin dans ce chapitre (voir les résultats de la figure 3.17). Il est important de noter qu'en polarisation TM le spectre de la figure 3.5 montre une transmission quasi totale. Ce contrôle de la polarisation peut trouver de nombreuses applications pour tous les composants souhaités sensibles à la polarisation.

Nous avons mis en évidence précédemment la présence de modes de Bloch ne se couplant pas au point Γ dans les spectres de réflectivité lorsque l'onde incidente présente un angle de quelques degrés par rapport à la normale. La source d'excitation lors des caractérisations expérimentales

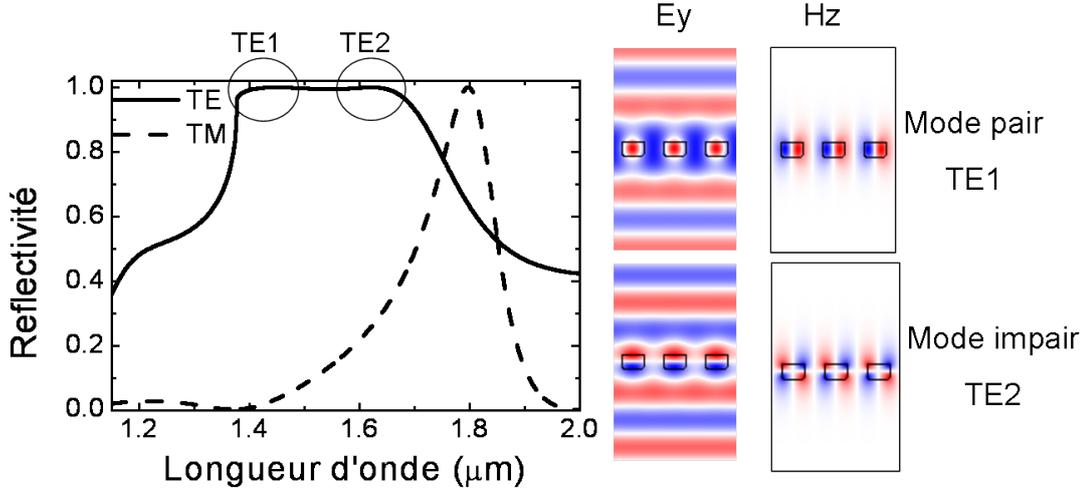


FIGURE 3.5 – Spectres de réflectivité en polarisation TE et TM d'un réseau de tiges de silicium ($a=950\text{nm}$, $ff=50\%$). Les cartographies E_y et H_z des deux résonances du cristal photonique dans le plan (x,z) sont également données.

est une source gaussienne constituée d'une distribution de vecteur d'onde k non nulle autour de $k_{//}=0$. Dans les mesures expérimentales, nous retrouverons donc dans les spectres de réflectivité la présence de modes ne se couplant pas en Γ . Il est nécessaire de connaître la position spectrale de ces modes afin que le plateau de réflectivité du réflecteur ne soit pas perturbé. La figure 3.6 donne les spectres de réflectivité du miroir précédent en incidence normale et avec une incidence de 1° par rapport à la normale. Ces spectres montrent la présence d'un mode d'insertion autour de $1.41\mu\text{m}$ correspondant à un mode ne se couplant pas en Γ . Nous retrouverons cette signature dans les mesures de réflectivités expérimentales.

Conception des réflecteurs 2D

Nous avons choisi de nous intéresser aux cristaux photoniques 2D à base de réseaux carrés de piliers. Dans le cas de la symétrie carrée (annexe), seuls les modes dégénérés au point Γ de la courbe de dispersion peuvent se coupler efficacement aux modes rayonnés. Nous allons donc plus particulièrement étudier ce type de modes dans le cas de la conception de miroirs large bande insensible à la polarisation.

L'avantage indéniable des cristaux photoniques 1D sur les cristaux photoniques 2D est la possibilité dans la plupart des cas de réduire la simulation à deux dimensions seulement, en supposant les tiges de longueur infinie. Cette approximation est bien souvent suffisante pour déterminer les caractéristiques de ce type de réseau. En revanche, ce n'est pas le cas des réseaux 2D. La simulation de réflecteurs 2D nécessite l'utilisation de la FDTD 3D. Dans un premier temps, nous avons cherché à déterminer les paramètres optimaux, à savoir la période et le facteur de remplissage, pour la réalisation de miroirs de grande réflectivité sur une large gamme de longueur d'onde. La période peut être déterminée à partir des diagrammes de dispersion des structures

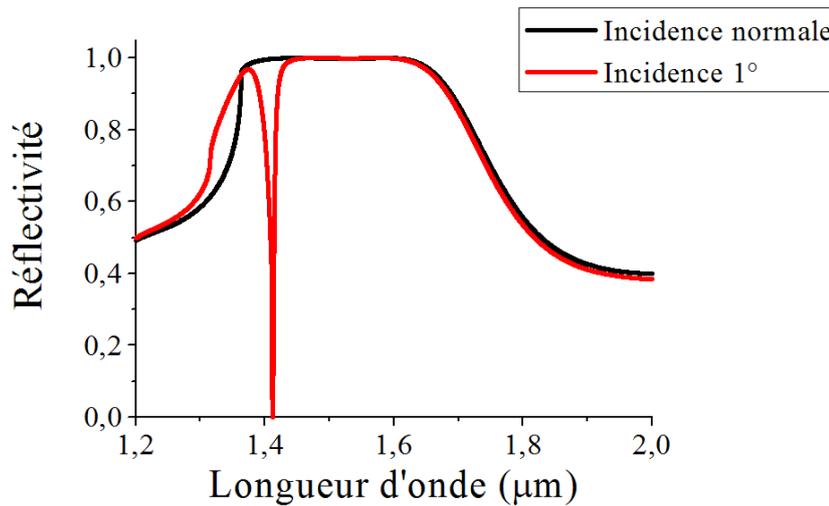


FIGURE 3.6 – Spectres de réflectivité du miroir à cristal photonique 1D de tiges en silicium englobées dans la silice en incidence normale et avec un angle de 1° par rapport à la normale.

pour les modes d'intérêts. Nous donnons figure 3.7 le diagramme de dispersion 3D d'un réseau de piliers de $ff=28\%$ de silicium dans une matrice de silice pour les modes dégénérés se couplant en Γ . Les cartographies de champ en Γ montrent en effet que ces modes ont la capacité de se coupler à une onde plane propagative dans la direction verticale. La période des réseaux peut être déterminée à partir de la fréquence normalisée obtenue pour ces modes sur les courbes de dispersion. Le facteur de remplissage détermine le taux de couplage aux modes rayonnées mais également la courbure de bandes au point Γ . Nous avons fixé les facteurs de remplissage de silicium à 38% et 28% , ces valeurs satisfaisant les deux conditions évoquées ci-dessus. Les périodes des réflecteurs ont été fixées, pour les réseaux de $ff=38\%$ entre 780 et 850nm , et pour les réseaux de $ff=28\%$ entre 850 et 940nm .

Des calculs 3D (FDTD) ont permis de calculer la réflectivité, la transmission ainsi que les pertes latérales sur des dispositifs de tailles latérales 15 périodes. Un résultat est donné figure 3.8 pour un miroir constitué d'un réseau 2D de piliers de $ff=28\%$ et de période 850nm . Ce spectre montre que des réflectivités supérieures à 95% peuvent être obtenues sur des gammes de longueur d'onde de plusieurs dizaines de nanomètres.

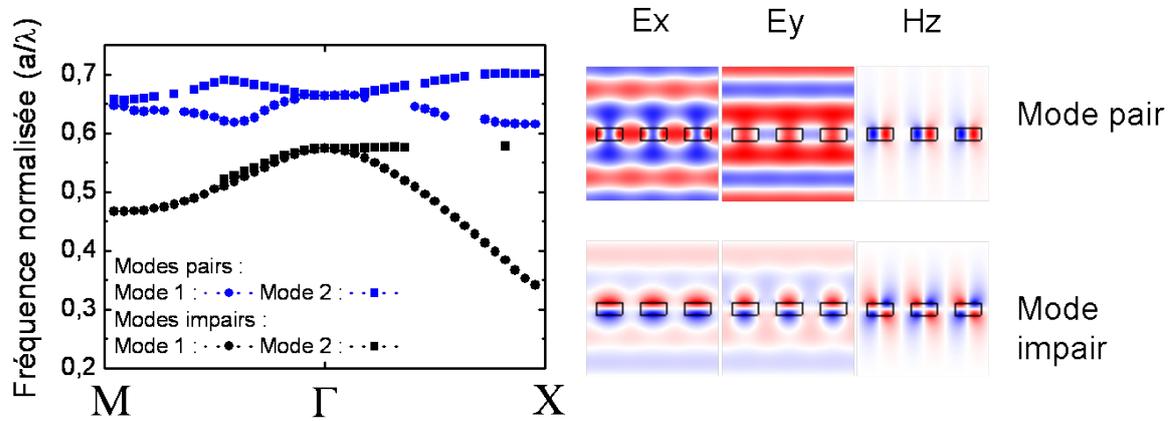


FIGURE 3.7 – Diagramme de bandes 3D (MPB) pour les deux modes dégénérés pair et impair pour un réseau de $ff=28\%$ de silicium, dans une matrice de silice. Les cartographies de champ associées à chaque mode au point Γ , dans le plan (x,z) , sont également représentées.

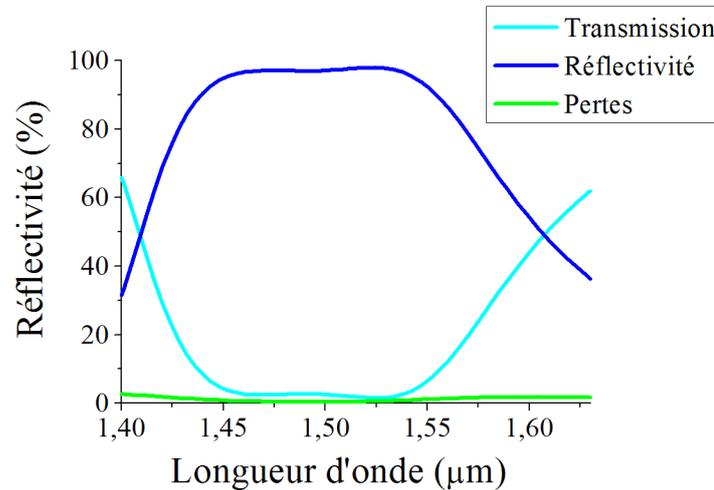


FIGURE 3.8 – Spectre de réflectivité calculé par FDTD 3D sur un réseau de 15×15 piliers de période 850nm et de facteur de remplissage 28% de silicium.

Nous venons de présenter les règles de conception ainsi que des résultats de simulation concernant des réflecteurs large bande à base de cristaux photoniques 1D ou 2D. Nous étudions maintenant leur procédé de fabrication et de caractérisation.

3.2.2 Fabrication des miroirs à cristaux photoniques 1D ou 2D

Les miroirs à cristaux photoniques ont été fabriqués au LETI-CEA. Ils sont transférés dans une membrane de silicium cristallin d'un substrat SOI ou une membrane de silicium amorphe. La définition des réseaux est réalisée en lithographie DEEP UV 193nm, une gravure ionique réactive (RIE) permet ensuite le transfert des motifs dans la membrane. Un dépôt de silice de planarisation est réalisé sur les réseaux 1D et sur certains réseaux 2D, d'autres sont non recouverts. Les étapes de procédés de fabrication sont schématisées figure 3.9.

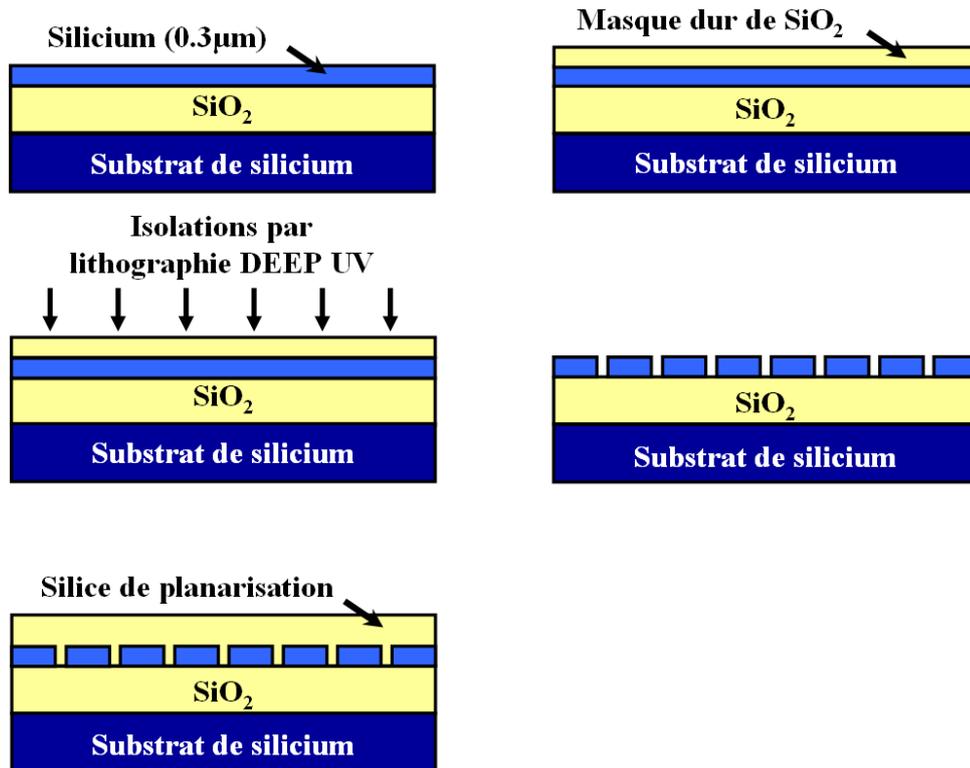


FIGURE 3.9 – *Etapes de fabrication des miroirs à cristal photonique 1D ou 2D.*

Quelques images des réseaux 2D réalisés sont données figure 3.10. Elles montrent la qualité des structures fabriquées.

Les tailles latérales des réseaux 1D sont de $40\mu m$ tandis que les dimensions des réseaux 2D varient de 10 à 60 périodes (soit environ de $10\mu m$ à $60\mu m$).

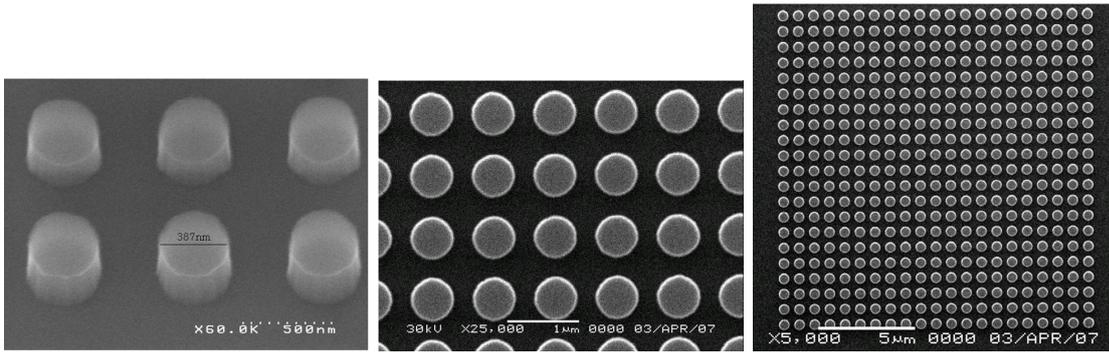


FIGURE 3.10 – Images réalisées en microscopie électronique de cristaux photoniques à réseaux de piliers en silicium sur substrat SOI réalisés au LETI-CEA.

3.2.3 Caractérisation des miroirs à cristaux photoniques 1 ou 2D

Le banc de réflectivité utilisé pour la caractérisation des miroirs est schématisé figure 3.11. Les structures sont caractérisées en réflexion en utilisant un faisceau incident provenant d'une fibre monomode lentillée focalisée sur l'échantillon (le diamètre du faisceau vaut environ $10\mu m$). Une combinaison de plusieurs diodes lumineuses est utilisée comme source de lumière large bande autour de $1.55\mu m$. Cette source nous permet en effet de couvrir une gamme de longueurs d'onde allant de $1.42\mu m$ à $1.62\mu m$. Elle est connectée à la fibre monomode par l'intermédiaire d'un coupleur directionnel 50/50, suivi d'un polariseur et d'une section de fibre à maintien de polarisation. Le faisceau réfléchi par le dispositif est collecté par la même fibre, séparé du faisceau incident par le coupleur directionnel et analysé par un analyseur de spectre. La caractérisation en transmission des échantillons est aussi possible sur ce banc, pourvu qu'ils soient polis en face arrière. Pour ces miroirs, seule la réflectivité sera évaluée.

Les réflectivités mesurées sont en réalité des mesures relatives, puisqu'elles sont normalisées à l'aide d'un miroir d'or. La réflectivité théorique d'un miroir d'or de même épaisseur que celui utilisé lors des caractérisations est présenté figure 3.12 sur la plage de longueurs d'onde d'intérêt. Ce spectre montre que les réflectivités atteignent 98.7% à $1.55\mu m$. Les spectres mesurés de réflectivité pour les miroirs à cristaux photoniques sont donc relatifs aux valeurs du miroir d'or pour les mêmes longueurs d'onde. Les valeurs précises pour la réflectivité des miroirs à cristaux photoniques ne peuvent pas être extraites de cette expérience mais seulement comparées à la réflectivité d'un miroir de référence. Nous verrons plus tard que des valeurs plus précises peuvent être calculées à partir du facteur de qualité de cavités verticales constituées de deux miroirs tels qu'étudiés ici. Notons enfin que les incertitudes de mesure (bruit, réglage de la focalisation...) entraînent irrémédiablement une erreur de quelques pourcents sur la mesure de la réflectivité des miroirs.

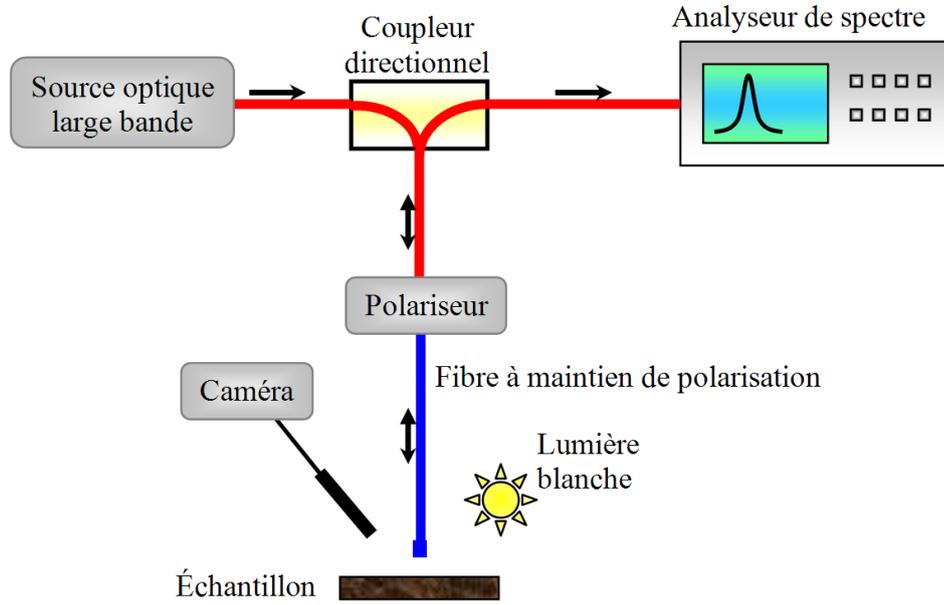


FIGURE 3.11 – Représentation schématique du banc de mesure de réflectivité.

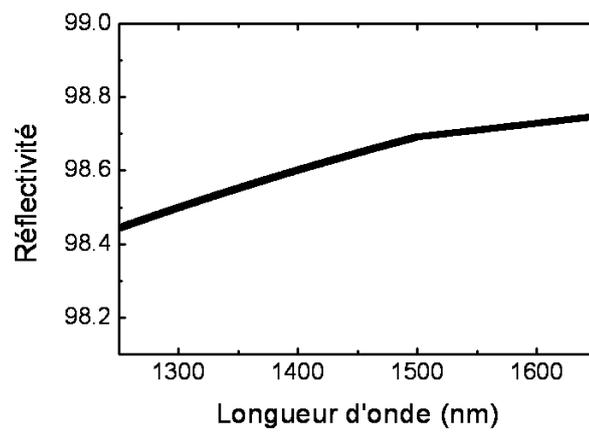


FIGURE 3.12 – Réflectivité d'un miroir d'or sur la plage de longueur d'onde 1.25-1.65μm.

3.2.4 Résultats de caractérisation des miroirs à CP 1D

Les spectres de réflectivité mesurés expérimentalement sur les miroirs à cristaux photoniques 1D sont présentés figure 3.13. Il s'agit sur la figure de gauche d'un cristal photonique constitué de tiges de silicium englobées dans la silice et dans la figure de droite, de tiges de silicium amorphe englobées dans la silice. Pour les deux cristaux photoniques, de très fortes réflectivités (au moins $>97\%$, avec les incertitudes de mesure évoquées précédemment) sont obtenues sur une plage de longueur d'onde d'au moins 170nm (nous sommes limités par la largeur spectrale de la mesure). On observe un pic d'insertion dans le spectre du cristal photonique en silicium amorphe correspondant à un mode ne se couplant pas en Γ mais présent dû au caractère gaussien de la source. Le calcul réalisé en FDTD 2D, pour lequel les tiges sont de longueur infinie, est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Ces résultats encourageants nous ont permis d'étudier des cavités Fabry-Pérot ultra compactes basées sur ce type de miroirs (voir section suivante).

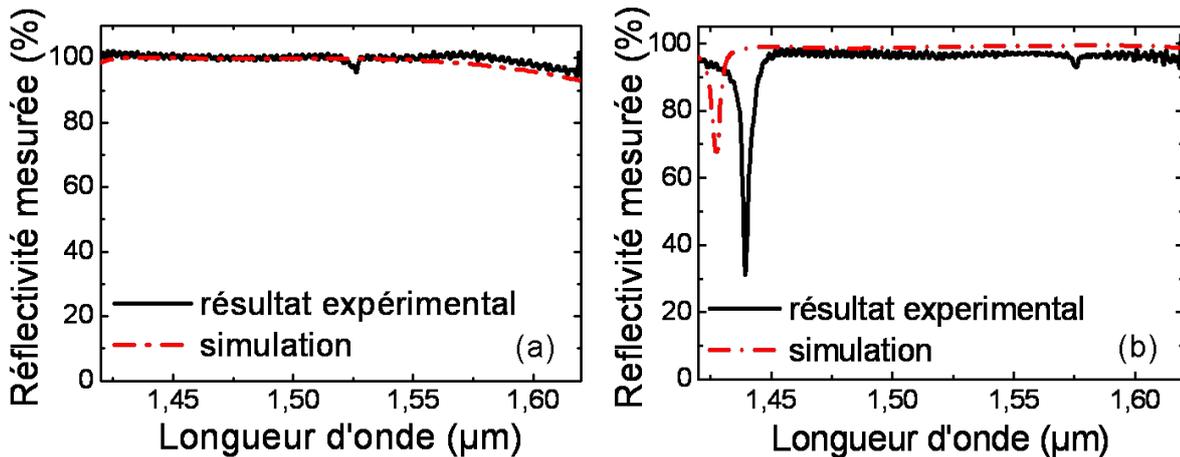


FIGURE 3.13 – Réflectivité mesurée expérimentalement et calculée (FDTD 2D) des miroirs à cristaux photoniques 1D réalisés en silicium dans la silice (a) ou en silicium amorphe englobés dans la silice (b).

3.2.5 Résultats de caractérisation des miroirs à CP 2D

Les spectres de réflectivité des miroirs à CP 2D (réseaux de piliers) sont donnés figure 3.14. Deux types de réseaux sont présentés : des réseaux de piliers sur substrat SOI dans l'air ou bien des réseaux totalement englobés dans la silice. Dans le cas des réseaux de piliers dans l'air, des réflectivités supérieures à 95% sur plus de 100nm entre $1.48\mu\text{m}$ et $1.58\mu\text{m}$ sont obtenues. Dans le cas des réseaux totalement englobés dans la silice, le spectre de réflectivité donné figure 3.15, est décalé vers les plus grandes longueurs d'onde et s'étend au-delà de la limite de détection de notre analyseur de spectre. Cela s'explique par le fait que lorsque les piliers sont dans l'air, l'indice effectif de la structure est plus faible que lorsqu'ils sont totalement englobés dans la silice.

Les fréquences des modes dans le diagramme de dispersion seront alors plus élevées dans le cas des piliers dans l'air que des piliers dans la silice. Pour un miroir à cristal photonique donné, le spectre de réflectivité du réseau englobé dans la silice sera donc décalé vers les plus grandes longueurs d'onde par rapport au réseau dans l'air, sur un substrat de silice. Les spectres de réflectivité calculés à l'aide de la FDTD 3D sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Ils ont été calculés à partir des paramètres des structures observées au microscope électronique. Des mesures en fonction de la polarisation de l'onde incidente ont permis de mettre en évidence l'insensibilité à la polarisation de ce type de miroirs. Cette insensibilité à la polarisation ne peut être obtenue que si les piliers sont parfaitement circulaires. En effet, une faible variation de la symétrie circulaire suffit à entraîner une sensibilisation significative à la polarisation [74]. En plus des observations au microscope électronique, cette mesure confirme la qualité du procédé technologique développé au LETI.

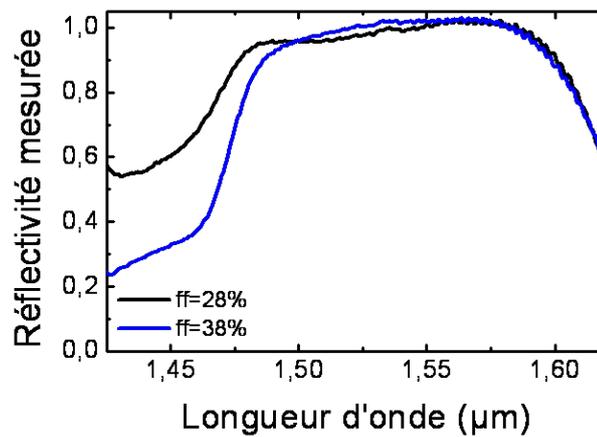


FIGURE 3.14 – Spectre expérimental de réflectivité pour un miroir à cristal photonique 2D constitué d'un réseau de piliers dans l'air sur substrat SOI.

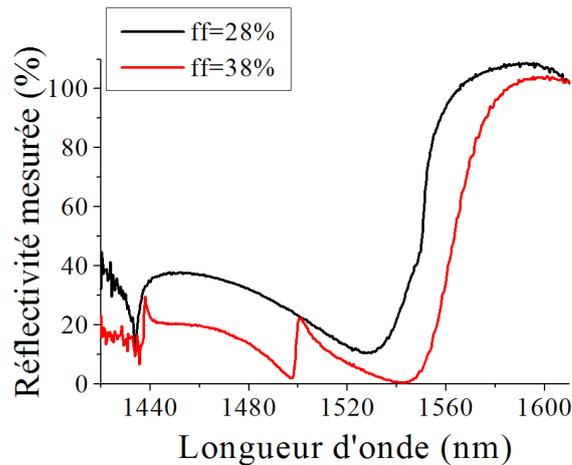


FIGURE 3.15 – Spectre expérimental de réflectivité pour un miroir à cristal photonique 2D constitué d’un réseau de piliers totalement englobé dans la silice.

3.2.6 Conclusion

Dans cette partie nous avons démontré, à la fois théoriquement et expérimentalement, la réalisation de miroirs large bande à cristaux photoniques 1D ou 2D possédant de fortes réflectivités sur de grandes gammes de longueurs d’onde. Ces miroirs sont d’autant plus attractifs que leurs efficacités, aussi bien en termes de réflectivité que de largeur de bande, sont tout à fait comparables aux miroirs de Bragg multicouches InP/InGaAs par exemple.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons nous intéresser à l’association de tels miroirs pour la réalisation de cavités Fabry-Pérot verticales. Nous nous focaliserons essentiellement sur l’utilisation de miroirs à cristaux photoniques 1D pour ces cavités car la conception de cavités mettant en oeuvre deux miroirs à base de cristaux photoniques 2D requièrent des moyens de simulations très lourds (en termes de temps de calculs et de taille mémoire). Nous exploiterons uniquement des miroirs à base de cristaux photoniques 1D pour la réalisation de dispositifs compacts, efficaces, à faible consommation, compatibles avec les procédés technologiques de la microélectronique et étudier leur intégration dans un circuit optique 3D. Nous verrons de plus, dans la suite de ce chapitre, que le confinement latéral du mode de la cavité constituée par deux cristaux photoniques 1D peut être très bien contrôlé.

3.3 Dispositifs passifs : cavités à double cristaux photoniques 1D

L’association de deux miroirs à cristaux photoniques pour la réalisation d’une cavité verticale Fabry-Pérot constitue l’étape ultime de miniaturisation de tels dispositifs. La longueur d’onde de résonance et l’ordre du mode de cavité sont déterminés, au premier ordre, par l’épaisseur de la cavité. Il est alors possible de positionner la résonance afin d’exploiter préférentiellement l’un des deux modes du cristal photonique responsables de l’effet “large-bande” du miroir.

Nous venons de voir que cet effet est dû à deux modes du cristal photonique à courbure de bandes opposées dans le cas des miroirs 1D. Dans le cas présenté plus haut, le mode situé autour de $1.46\mu m$ est à courbure de bande positive tandis que celui situé à $1.62\mu m$ est à courbure de bande négative. Cette présence de modes à courbure de bande opposées a des conséquences importantes pour le confinement latéral du mode de cavité et donc pour la valeur de son facteur de qualité [72].

Pour illustrer cette propriété, nous avons comparé la répartition spatiale de la composante du champ E_x dans une cavité à double cristaux photoniques 1D dans une configuration exploitant le mode à courbure de bande positive (figure 3.16 a) ou à courbure de bande négative (figure 3.16 b). Le cristal photonique 1D est le même qu'étudié précédemment, des tiges en silicium englobés dans la silice de période $950nm$ et de facteur de remplissage 50% . Dans la figure 3.16 a, l'épaisseur de la cavité est $1.08\mu m$ et la longueur d'onde de résonance pour le mode de cavité d'ordre 2 est $1.465\mu m$. À cette longueur d'onde la réflectivité du miroir atteint $99,6\%$. Le facteur de qualité du mode de cavité est de seulement 3690 pour un dispositif ayant une taille latérale de $20\mu m$. La cartographie de champ montre de fortes pertes latérales aux bords des cristaux photoniques. Dans la figure 3.16 b à l'inverse, l'épaisseur de la cavité, $1.35\mu m$, a été choisie de façon à exploiter le mode à courbure de bande négative. La longueur d'onde de résonance du mode de cavité est $1.59\mu m$ et pour cette longueur d'onde, la réflectivité du miroir atteint 99% . Le facteur de qualité est cette fois de 20000 , soit plus de 5 fois plus que dans le cas précédent. La cartographie de la figure 3.16 b montrent que le champ est relativement bien confiné dans la cavité et que les fuites prépondérantes sont réalisées à travers les miroirs.

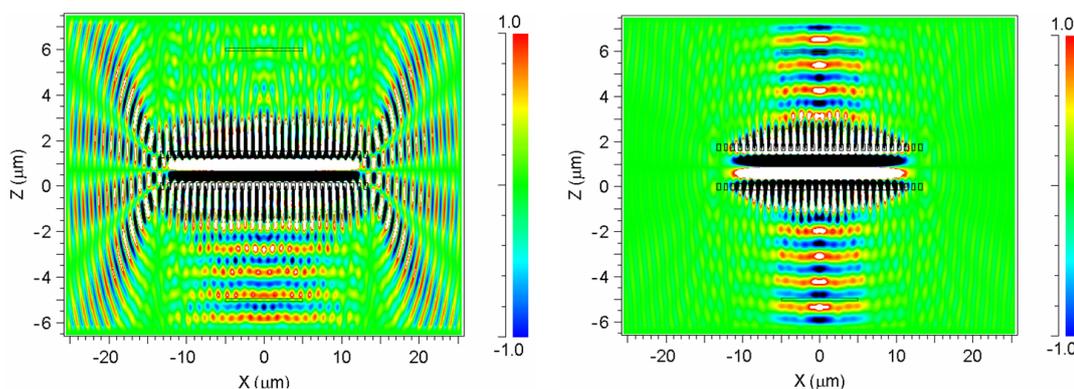


FIGURE 3.16 – Composante du champ E_x pour le mode de cavité d'ordre 2. L'épaisseur de la cavité est choisie de façon à exploiter le mode à courbure de bande positive (a) ou négative (b).

Il faut donc non seulement que la courbure de bande du mode soit faible pour limiter son expansion latérale mais il faut également qu'elle soit négative de façon à ce que les photons restent confinés vers le centre du miroir et donc qu'ils aient moins tendance à fuir latéralement. En effet, la courbure de bande négative implique une vitesse de groupe elle aussi négative. La figure 3.16 représente schématiquement le principe du confinement latéral des photons par

l'utilisation du mode à courbure de bande négative.

Lorsque le faisceau est incident sur le miroir, la lumière se couple au mode de Bloch puis est ensuite réfléchi (conservation du vecteur d'onde $k_{//}$) après avoir parcourue une distance dans le cristal photonique dans le sens de $k_{//}$ si le mode est à vitesse de groupe positive ou dans le sens opposé à $k_{//}$, s'il est à vitesse de groupe négative. Un modèle détaillé rendant compte de ce phénomène dans ce type de cavités peut être trouvé dans [73].

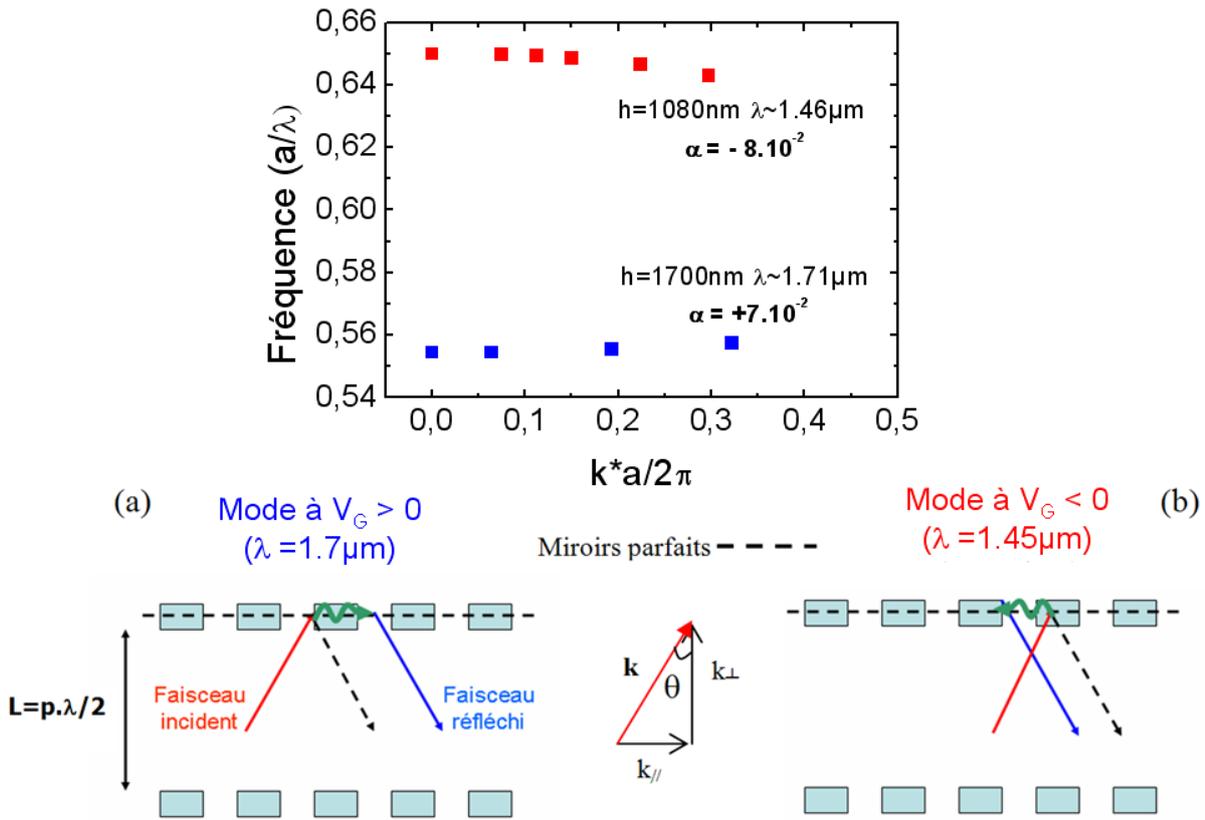


FIGURE 3.17 – Interprétation géométrique de l'effet de la courbure de bande sur le confinement du mode dans une cavité à double cristaux photoniques, pour un mode à vitesse de groupe positive (a) et négative (b).

Les cartographies de la figure 3.18 calculées par FDTD 3D montrent, pour la cavité de la figure 3.16 b de dimensions latérales de $20\mu\text{m}$, la répartition spatiale de la composante du champ Ex. Le confinement latéral du mode est visible sur la figure 3.18 a où l'on peut voir que l'extension latérale du mode est plus importante le long des tiges que selon la périodicité.

L'exploitation des modes de Bloch à vitesse de groupe négative pour la réalisation de cavités Fabry-Pérot est donc essentielle pour la réalisation de lasers à microcavités verticales puisque cela permet un meilleur confinement latéral du mode et permet donc également d'atteindre de très forts facteurs de qualité.

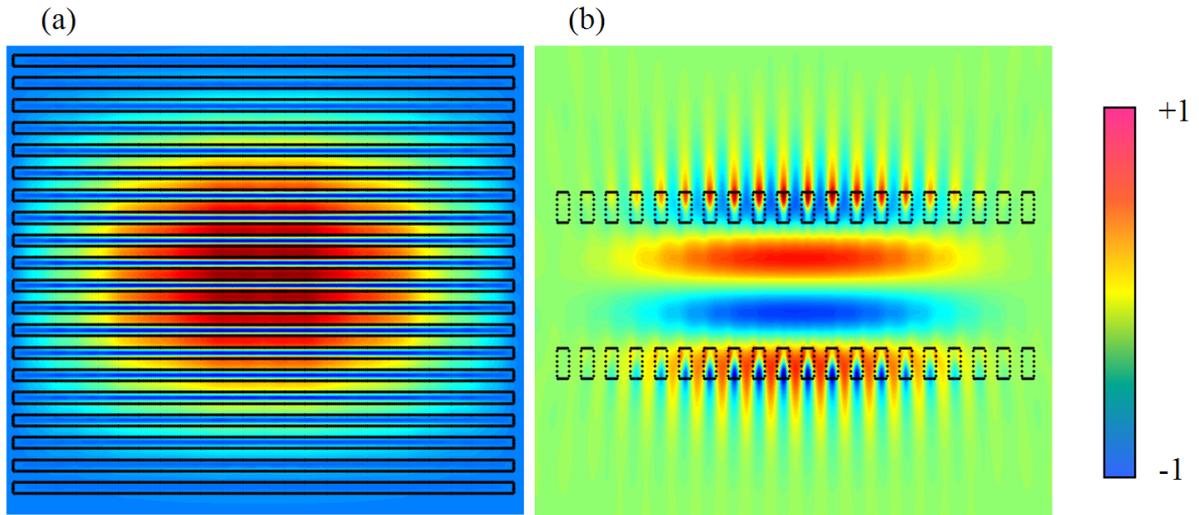


FIGURE 3.18 – Cartographies de la composante du champ E_x dans une cavité à deux cristaux photoniques 1D ($a=950\text{nm}$, $ff=50\%$, $e=300\text{nm}$, épaisseur de la cavité $1.35\mu\text{m}$), réalisés dans le plan médian de l'un des miroirs (a) et dans un plan transverse (b).

Dans un premier temps, nous avons réalisé des cavités à double cristaux photoniques passives, constituées de deux miroirs à tiges de silicium le tout dans une matrice de silice.

3.3.1 Conception et fabrication des microcavités

Ces cavités à double cristaux photoniques ont été fabriquées en collaboration avec le LETI-CEA. Le procédé technologique utilisé ne permet pas de réaliser les deux cristaux photoniques en silicium cristallin. Le cristal photonique du bas pourra être réalisé en silicium cristallin puis englobé dans la silice, celui du haut gravé dans une couche de silicium amorphe puis planarisé par de la silice. L'indice optique du silicium amorphe (3.35) est légèrement différent de celui du silicium cristallin (3.5). La contrainte était de réaliser une cavité à double cristaux photoniques ayant les mêmes paramètres géométriques, même période, même facteur de remplissage (de façon à n'utiliser qu'un seul jeu de masques pour la lithographie), mais dont les matériaux n'avaient pas le même indice de réfraction.

Nous décrirons donc dans un premier temps la conception des cavités verticales, puis leur fabrication. Enfin, nous donnerons et analyserons les résultats des caractérisations.

Conception des microcavités

Nous gardons les mêmes paramètres que précédemment pour le miroir en silicium cristallin (Si) : un réseau de tiges de période 950nm, de facteur de remplissage 50% pour une épaisseur de membrane de 300nm, le tout étant englobé dans la silice. Dans le cas du miroir en silicium amorphe (a-Si) qui possède un indice plus faible, nous allons agir sur l'épaisseur de la membrane pour obtenir un miroir de même efficacité sur la même gamme de longueur d'onde que le miroir en silicium cristallin. La figure 3.19 montre le spectre de réflectivité d'un miroir en silicium amorphe de période et facteur de remplissage identique au miroir en silicium cristallin mais dont la membrane est d'épaisseur 320nm. Son efficacité est quasiment semblable au miroir en silicium cristallin.

A partir des deux miroirs en Si et a-Si, deux cavités d'épaisseur $1.65\mu m$ et $1.9\mu m$ ont été conçues de façon à exploiter le mode d'ordre 3 dans la cavité. Sur la figure 3.20, les spectres de réflectivité de ces deux cavités sont présentés. Le mode d'insertion, mode du miroir est localisé à la même longueur d'onde pour les deux cavités puisqu'elles sont constituées de miroirs identiques. En revanche, la modification de l'épaisseur de la cavité permet d'obtenir des modes de cavités pour deux longueurs d'onde différentes : $1.46\mu m$ et $1.62\mu m$. Pour des raisons qui seront développées plus tard, les facteurs de qualité de ces modes sont plus faibles que précédemment et atteignent 6000.

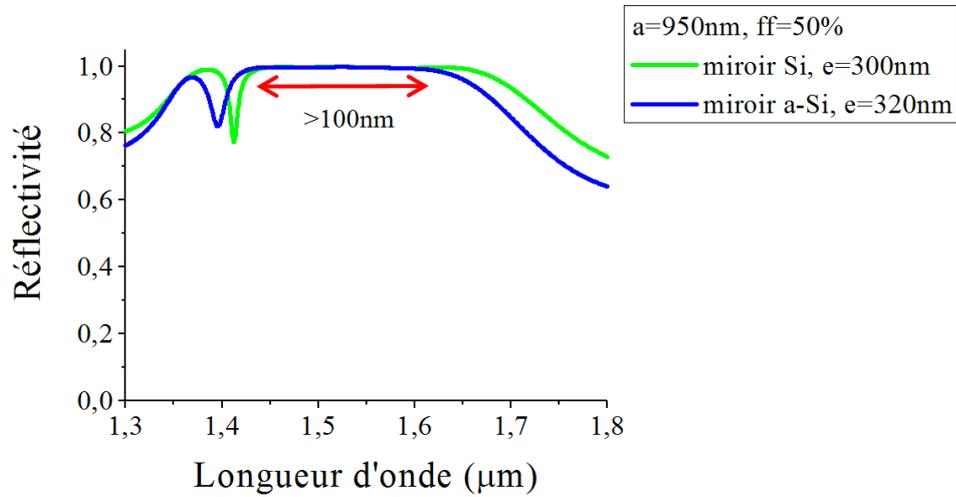


FIGURE 3.19 – Spectres de réflectivité des miroirs en silicium et silicium amorphe possédant les mêmes paramètres géométriques ($a=950\text{nm}$, $ff=50\%$) mais d'épaisseur de membrane différente : $e=300\text{nm}$ pour la membrane de silicium cristallin, $e=320\text{nm}$ pour la membrane de silicium amorphe.

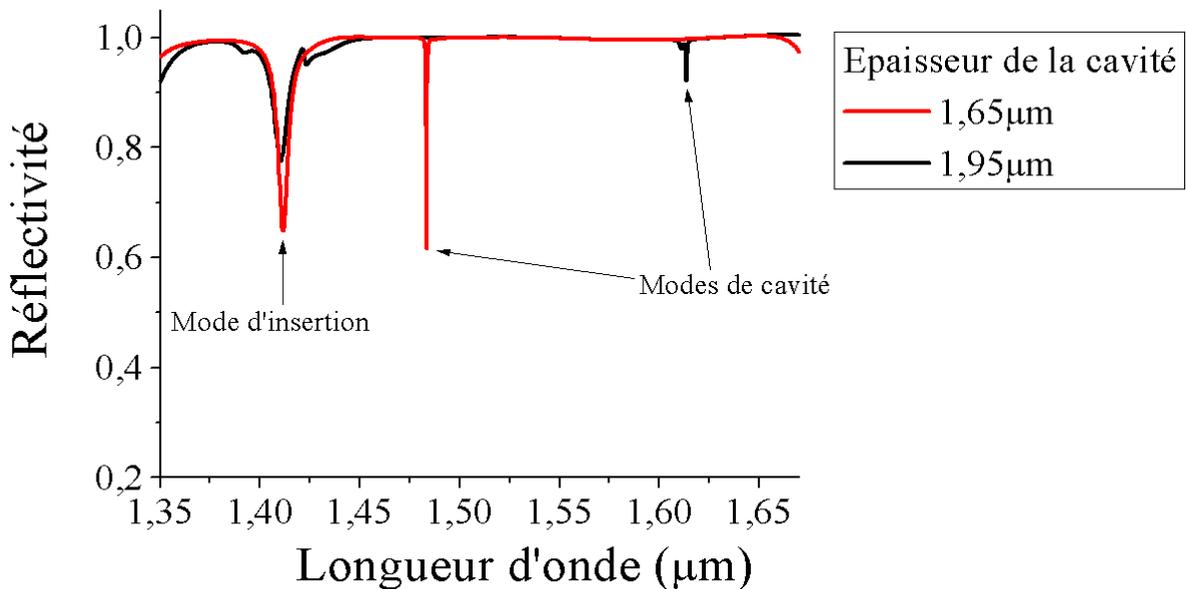


FIGURE 3.20 – Spectres de réflectivité des cavités à double cristaux photoniques 1D pour des épaisseurs de cavité de $1.65\mu\text{m}$ et $1.9\mu\text{m}$ calculés par la méthode RCWA. Les modes d'insertion des miroirs et les modes associés aux deux cavités sont indiqués par des flèches.

Fabrication des microcavités

Le procédé de fabrication est semblable à celui utilisé lors de la fabrication des miroirs seuls. Les étapes technologiques sont résumées dans la figure 3.21. La réalisation du miroir du bas en silicium monocristallin est identique à celle décrite dans la partie 1. Un dépôt de silice correspondant à l'épaisseur de la cavité est déposé sur le premier miroir. Après un dépôt d'une couche de silicium amorphe de 320nm d'épaisseur sur la silice, le miroir du haut est transféré en utilisant la lithographie DEEP UV puis une gravure ionique réactive (RIE). Le masque de lithographie est identique pour le miroir du bas et pour celui du haut. Enfin, une planarisation est réalisée sur le dispositif (robustesse, symétrie du mode optique).

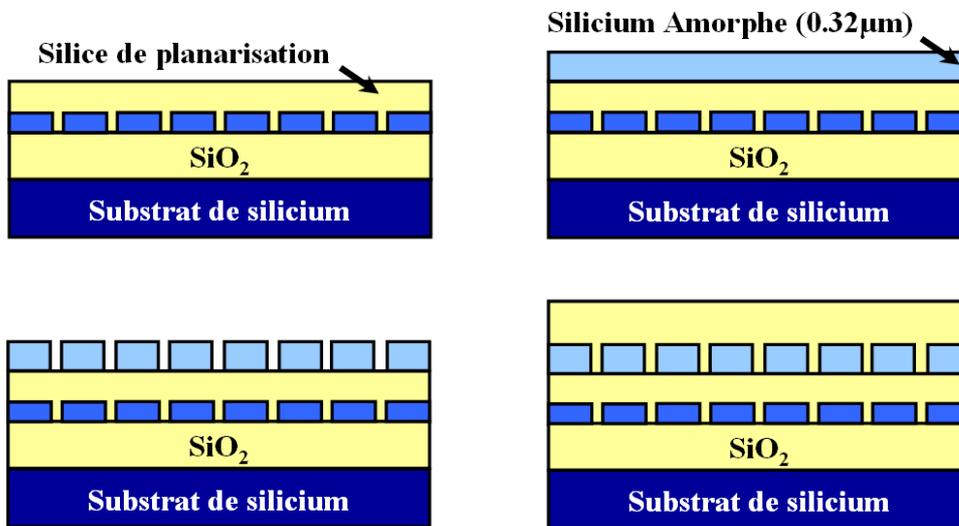


FIGURE 3.21 – *Etapes de fabrication des cavités à double cristaux photoniques.*

Une image réalisée au microscope électronique d'une cavité à double cristaux photoniques 1D est donnée figure 3.22. Une sous gravure chimique a été réalisée avant l'observation au microscope électronique (élimination d'une partie de la silice) afin de pouvoir observer les cristaux photoniques en silicium. Sur l'insert de la figure 3.22, il est possible d'observer un remplissage de silice entre les tiges de silicium imparfait ce qui peut entraîner éventuellement un léger décalage en longueurs d'onde des modes du cristal photonique. Ce défaut atteint une zone de faible indice et c'est pourquoi il n'entraînera pas une différence importante avec les résultats attendus sur ces cavités.

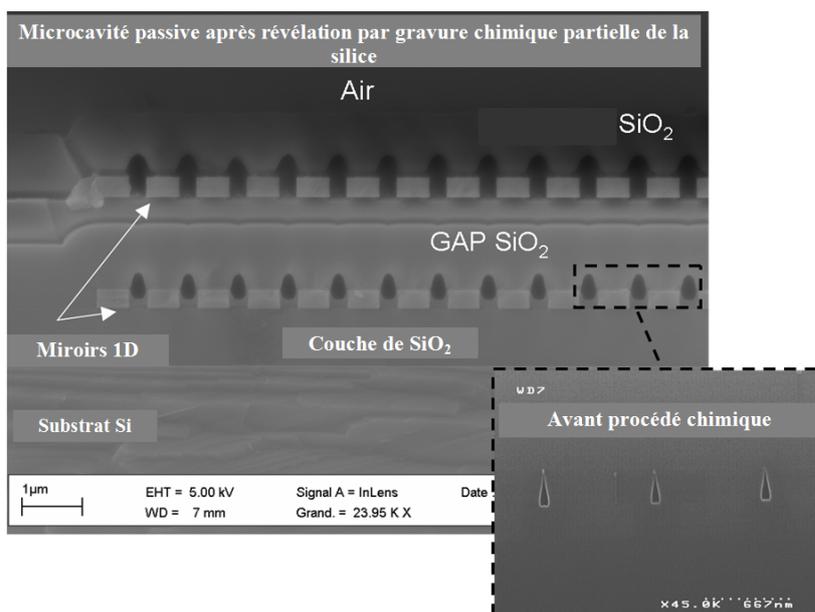


FIGURE 3.22 – Image réalisée au microscope électronique d'une cavité à double cristaux photoniques 1D fabriquée en collaboration avec le LETI-CEA.

3.3.2 Caractérisation des microcavités passives

La caractérisation des cavités à double cristaux photoniques a été réalisée sur le banc de réflectivité présenté précédemment. Des exemples de spectres expérimentaux obtenus sur ce type de cavité sont donnés figure 3.23. Sur ces spectres, les réflectivités des miroirs seuls constituant chacune des cavités ont également été reportées. De cette façon, il est possible de discriminer les modes d'insertion des miroirs du mode de la cavité.

Des modes de cavité possédant des facteurs de qualité de plus de 2000 ont été obtenus autour de $1.55\mu\text{m}$. Ces facteurs de qualité sont plus faibles que ceux obtenus par la simulation. Plusieurs raisons sont à l'origine de ces valeurs. Tout d'abord, des mesures effectuées au microscope électronique sur les cavités révèlent que l'épaisseur de silicium amorphe déposé est de 340nm. La figure 3.24 montre l'effet de l'épaisseur de silicium amorphe déposée sur le plateau de réflectivité des miroirs, qui chute lorsque que l'épaisseur augmente. Nous avons donc une cavité constituée de deux miroirs qui ne sont pas identiques et pour lesquels les réflectivités à une longueur donnée sont très différentes. Le facteur de qualité du mode de la cavité ne peut donc pas être élevé.

D'autre part, les facteurs de remplissage des miroirs étaient légèrement supérieurs à ceux désirés. Cet effet a eu un impact lui aussi négatif sur la qualité des miroirs utilisés. Des simulations prenant en compte ces mesures ont montré que des facteurs de qualité similaires à ceux obtenus expérimentalement étaient atteints théoriquement.

En réalité, la robustesse de ces miroirs vis-à-vis des imperfections technologiques est à améliorer. En effet, sur la figure 3.25, qui donne la réflectivité du miroir Si/SiO₂ (de période

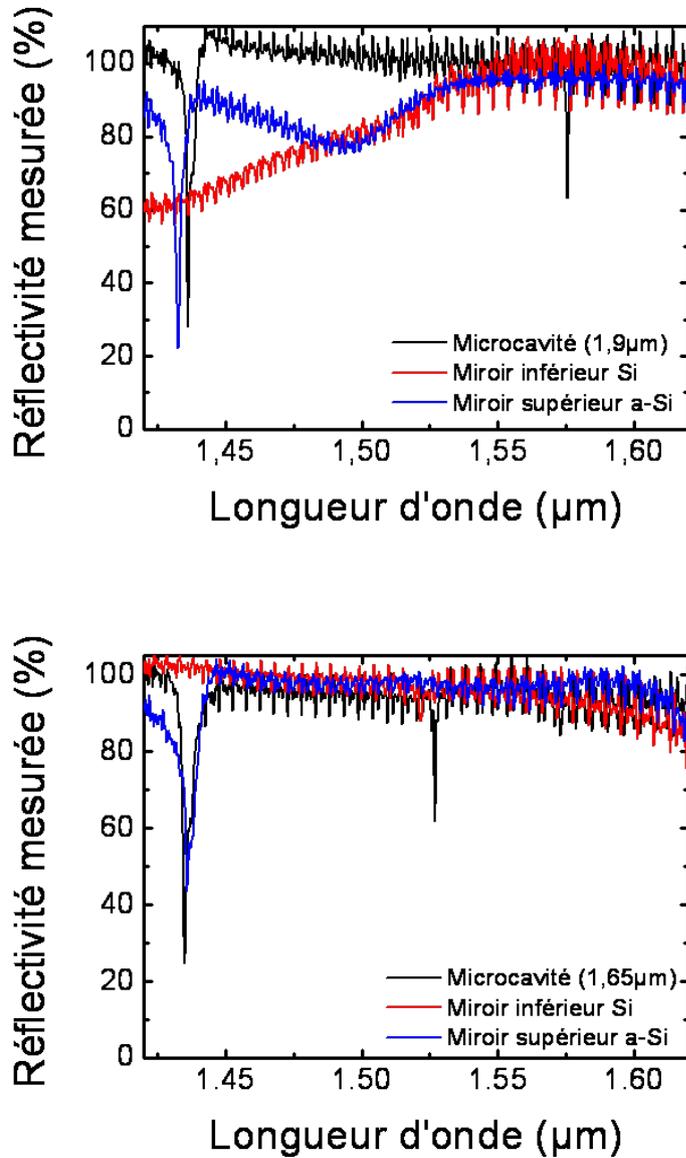


FIGURE 3.23 – Spectres de réflectivité mesurés sur des cavités à double cristaux photoniques 1D ainsi que sur les miroirs constituant ces microcavités. Deux conceptions de microcavité sont présentées : une microcavité d'épaisseur $1.9\mu\text{m}$ dont les miroirs ont les paramètres suivants : période de 850nm et facteur de remplissage en silicium de 55% (dessus), et une microcavité d'épaisseur $1.65\mu\text{m}$ dont les miroirs ont les paramètres suivants : période de 900nm et facteur de remplissage de 50% .

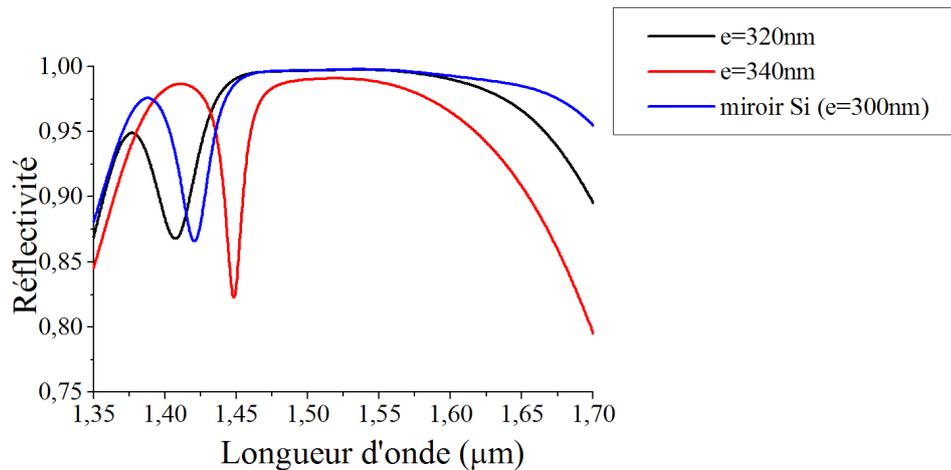


FIGURE 3.24 – Effet de l'épaisseur de la membrane de silicium amorphe sur l'efficacité de réflexion du miroir. Le spectre de réflectivité du miroir en silicium monocristallin est également reporté pour comparaison.

950nm et d'épaisseur 300nm) en fonction du facteur de remplissage de celui-ci, montre qu'un faible écart autour de 50% fait chuter la réflectivité du miroir. En conséquence, de forts facteurs de qualité pour le mode de la cavité constituée par deux de ces miroirs, seront difficiles à obtenir expérimentalement. La figure 3.26 donne la réflectivité d'une microcavité constituée d'un miroir Si/SiO₂ et d'un second miroir a-Si/SiO₂ avec les mêmes paramètres géométriques (période, épaisseurs de membrane) que précédemment, en fonction du facteur de remplissage des miroirs et de la longueur d'onde. Il apparaît clairement que lorsque l'on s'éloigne légèrement du facteur de remplissage désiré (autour de 50%), le facteur de qualité du mode de la cavité chute (le pic de transmission s'élargit). En effet, si le facteur de remplissage en silicium est de 50%, le facteur de qualité du mode de cavité est supérieur à 30000. Cependant, si le facteur de remplissage vaut 52%, le facteur de qualité devient égal à 1600 seulement. Ainsi, un écart de 2% diminue au moins par 10 le facteur de qualité du mode de la cavité.

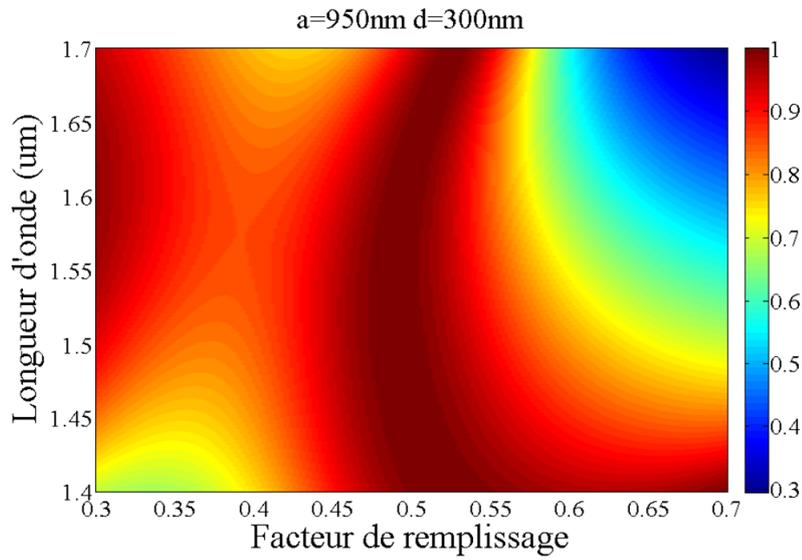


FIGURE 3.25 – Spectre de réflectivité du miroir Si/SiO₂, de période 950nm et d'épaisseur 300nm vis-à-vis du facteur de remplissage de silicium (l'échelle de couleur correspond à la valeur de la réflectivité).

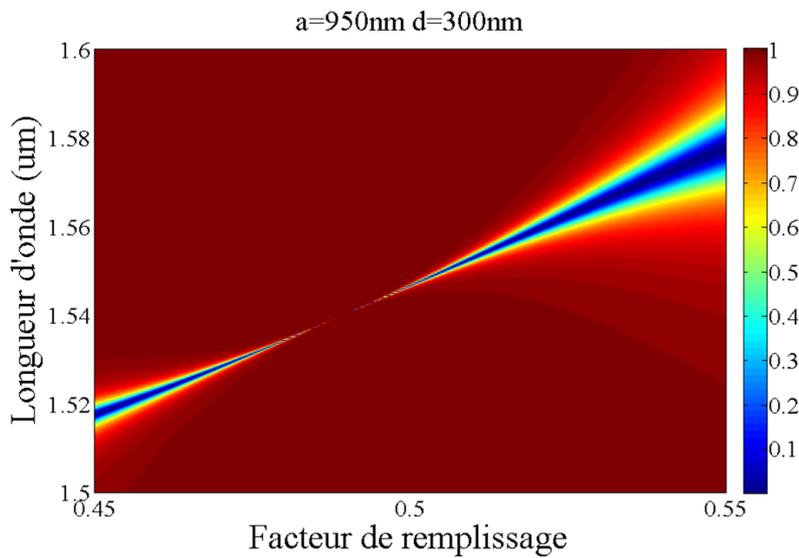


FIGURE 3.26 – Robustesse de la cavité constituée par deux miroirs, de période 950nm et d'épaisseur 300nm vis-à-vis du facteur de remplissage (l'échelle de couleur correspond à la valeur de la réflectivité).

La microcavité que l'on vient de réaliser était un composant passif. Dans le but de réaliser un VCSEL constitué uniquement de miroirs à cristaux photoniques, nous allons étudier une microcavité contenant un matériau à gain.

3.4 Microcavité active constituée de deux miroirs à cristaux photoniques

Les résultats obtenus sur les cavités à double cristaux photoniques passives, notamment en termes de facteurs de qualité, nous ont permis d'envisager la réalisation de VCSEL constitués uniquement de miroirs à cristaux photoniques. L'insertion d'un matériau à gain dans la cavité est une des principales contraintes à la fabrication de ce microlaser. Une configuration est donnée figure 3.27. Cette cavité est constituée de plusieurs niveaux qui associe l'intégration hétérogène de matériaux passifs (silicium, silice) et de matériaux III-V et actifs (InP, puits quantiques). Le niveau bas de la cavité est constitué par un miroir à cristal photonique 1D de tiges de silicium dans la silice. Le miroir supérieur est quant à lui transféré dans une membrane d'InP. Il s'agira d'un miroir 1D suspendu dans l'air. La membrane active, située au centre de la cavité contiendra plusieurs puits quantiques d'InAsP comme milieu à gain. Les deux parties de la cavité, passive et III-V, seront assemblées par collage moléculaire.

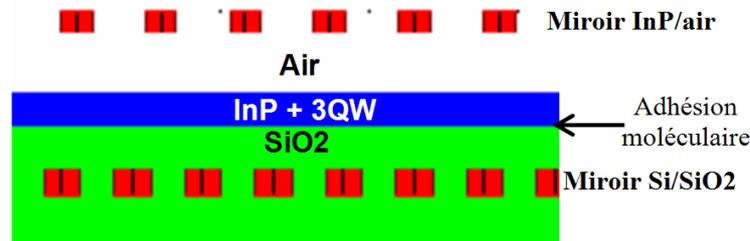


FIGURE 3.27 – Schéma de la cavité active à double cristaux photoniques pour la réalisation d'un VCSEL compact.

3.4.1 Résultats de simulations sur la microcavité

Nous avons vu précédemment que la qualité et la robustesse des miroirs à la fabrication étaient des paramètres essentiels pour l'obtention de forts facteurs de qualité. Pour le miroir inférieur, nous reprendrons les paramètres utilisés précédemment (période, facteur de remplissage), l'épaisseur de la membrane étant imposée. Nous veillerons, lors de la définition des masques pour la lithographie ainsi qu'au cours de la fabrication, à ce que le facteur de remplissage du miroir soit optimal (vis-à-vis de la robustesse du miroir, voir figure 3.25). Une attention particulière a été portée sur la conception du miroir supérieur. D'abord pour obtenir des miroirs robustes, c'est-à-dire dont la réflectivité reste très élevée même lorsque le facteur de remplissage varie lors

de la fabrication. Ensuite, les paramètres ont été adaptés de façon à exploiter le mode à vitesse de groupe négative autour de $1.55\mu\text{m}$. La figure 3.28 donne la valeur de la réflectivité du miroir InP/air de période $1.22\mu\text{m}$ et d'épaisseur 280nm lorsque le facteur de remplissage en InP varie de 15 à 55%. Il apparaît de grandes plages de fortes réflectivités ($> 99,9\%$) autour de $1.55\mu\text{m}$, même si le facteur de remplissage est fortement modifié (de 30 à 43%). Le facteur de remplissage retenu sera donc de 35% d'InP. Une variation autour de cette valeur n'engendre pas une chute importante de la réflectivité. En effet, pour 35% de facteur de remplissage en InP la réflectivité à $1.55\mu\text{m}$ vaut 0.9999, pour 32% elle vaut 0.9953 et pour 42% elle vaut 0.9992. Ces miroirs seront donc à priori très robustes vis-à-vis du procédé de fabrication.

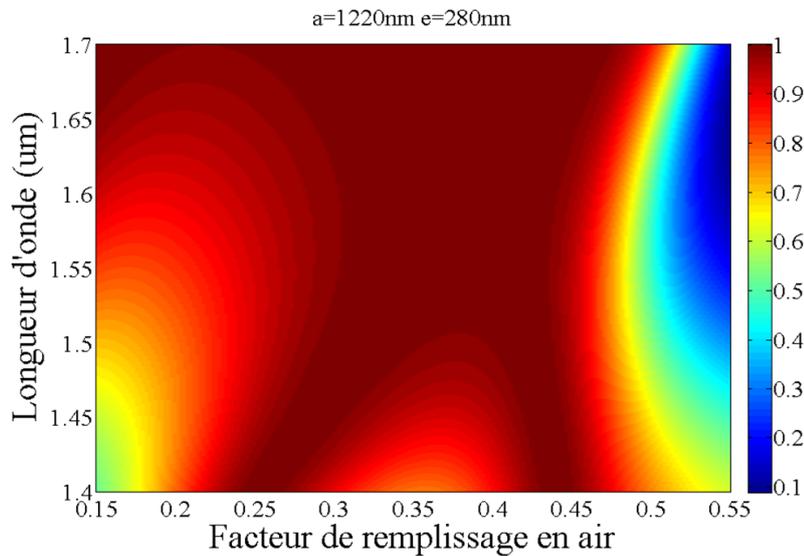


FIGURE 3.28 – Spectre de réflectivité du miroir InP/air, de période 1220nm et d'épaisseur 280nm vis-à-vis du facteur de remplissage d'InP (l'échelle de couleur donne la valeur de la réflectivité).

Après avoir fixé les paramètres du miroir supérieur, des simulations ont été réalisées afin de déterminer les épaisseurs de silice, d'InP et d'air constituant la cavité permettant d'atteindre de très forts facteurs de qualité. Après optimisation de ces épaisseurs établies à 535nm pour la silice, 440nm pour l'InP et 770nm pour l'air, le facteur de qualité obtenu par FDTD 2D (tiges de longueur infinie) est de 12000 à $1.55\mu\text{m}$. Pour une structure de dimensions latérales finies ($20\mu\text{m}$ de côté), le résultat de FDTD 3D donne un facteur de qualité de 8000 pour la même longueur d'onde. Les fuites dans la direction des tiges sont donc limitées. La figure 3.29 donne le spectre de réflectivité de la microcavité ainsi que la répartition spatiale du champ E_x dans cette cavité. Un fort facteur de qualité est obtenu à $1.55\mu\text{m}$ et l'on observe qu'à cette longueur d'onde, le champ est également très fortement localisé dans les miroirs, résultat du caractère hybride du mode utilisé qui possède à la fois une composante rayonnée et guidée.

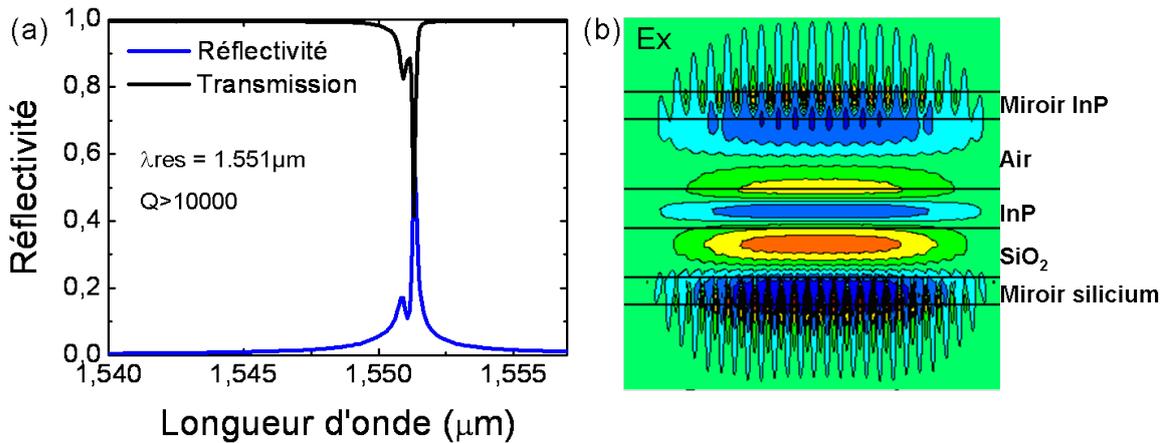


FIGURE 3.29 – (a) Spectre calculé par FDTD donnant la réflectivité et la transmission de la microcavité. (b) Répartition spatiale du champ E_x dans les différentes couches de la cavité.

3.4.2 Etapes de fabrication de la microcavité active

Les étapes du procédé de fabrication de la cavité active sont présentées figure 3.30. L'étape de fabrication du miroir inférieur et la lithographie du miroir supérieur seront réalisées au LETI-CEA, les étapes de gravure et sous-gravure du miroir supérieur en InP seront effectuées à l'INL. Le miroir inférieur est réalisé de la même façon que celle décrite précédemment. En revanche pour la cavité chaude, l'épaisseur de silice déposée au-dessus du miroir Si/SiO₂ sera celle définie précédemment, c'est-à-dire 535nm. Le report de la structure constituée d'une membrane d'InP de 440nm d'épaisseur contenant 3 puits quantiques, d'une couche sacrificielle d'InGaAs, et d'une membrane d'InP de 280nm d'épaisseur dans laquelle le miroir du dessus sera transféré, est réalisé par adhésion moléculaire au LETI-CEA. La lithographie électronique du miroir supérieur est également réalisée au LETI afin d'assurer un bon alignement angulaire (précision $< 0,1^\circ$) et latéral (précision $< 50\text{nm}$) entre les deux miroirs. La gravure par RIE et la sous gravure du miroir supérieur sont effectuées à l'INL.

3.4.3 Résultats de caractérisation

A l'heure de la rédaction du manuscrit, les échantillons étaient toujours en cours de fabrication. Nous ne pouvons donc pas présenter de résultats expérimentaux.

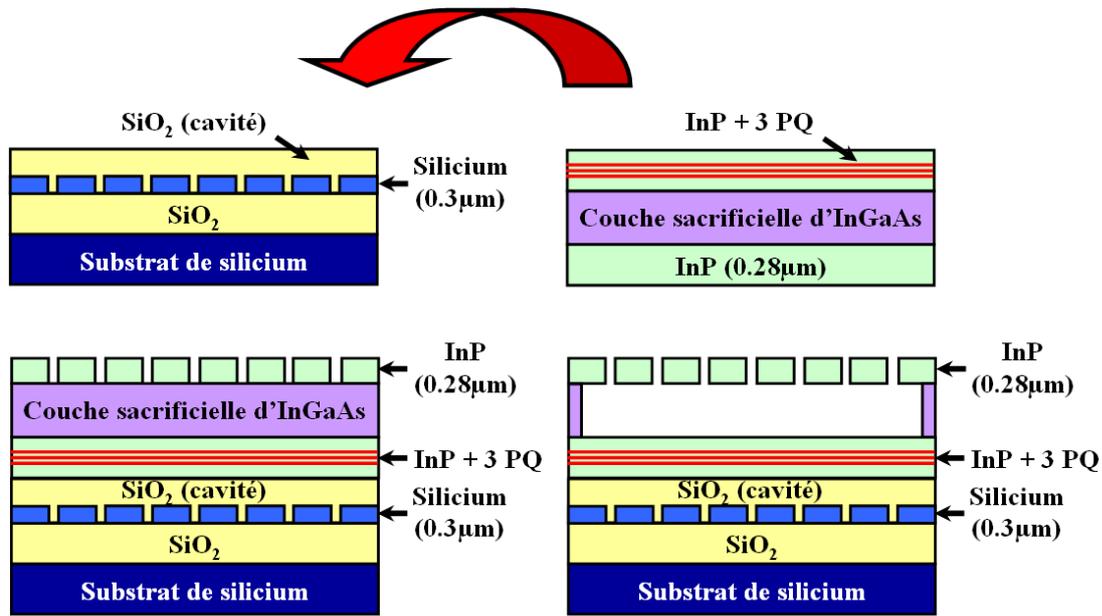


FIGURE 3.30 – Etapes de fabrication de la microcavité active à double cristaux photoniques.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés aux modes de Bloch en Γ , à faible résonance et forte interaction avec l'espace libre. L'exploitation de ces modes, dans des réseaux 1D de lames de silicium ou 2D de piliers, a permis la réalisation de miroirs large bande autour de $1.55\mu\text{m}$. De fortes réflectivités ($>99\%$) sur des gammes de longueur d'onde de plusieurs dizaines de nanomètres ont été obtenues expérimentalement. Des microcavités passives, constituées uniquement de miroirs à cristaux photoniques 1D ont également été démontrées expérimentalement. Des facteurs de qualité de plusieurs milliers expérimentaux ont permis d'envisager la réalisation d'un VCSEL compact. Ce microlaser, montrant en simulation de forts facteurs de qualité, est actuellement en cours de fabrication en collaboration avec le LETI-CEA dans le cadre du programme ANR HEVICAL.

Dans ce programme, et ce qui fait suite à ce travail, se pose la question du pompage électrique de structures à base de cristaux photoniques. Une solution envisagée pour le pompage électrique d'une telle structure (telle que présentée dans le paragraphe 3.4) est donnée figure 3.31.

De nombreux verrous, notamment technologiques, doivent être levés et nécessitent encore à l'heure actuelle de gros développements. Il est nécessaire, tout d'abord, de maîtriser le report de structures III-V sur substrats SOI nano-structurés. En effet, le miroir inférieur est réalisé en silicium amorphe ou cristallin, enterré dans de la silice. Pour l'injection électrique, des couches dopées de type n et p sont nécessaires. Le contact de type p, difficile à réaliser sur InP , est remplacé à l'heure actuelle par une jonction tunnel et un contact de type n+. Cette jonction tunnel doit être neutralisée en périphérie de la cavité, afin de focaliser les porteurs dans la zone active entre les miroirs et permettre une injection efficace, conduisant à un faible seuil. Diverses

solutions sont à l'étude dans le cadre du programme (sous - gravure sélective partielle de la jonction, diffusion d'hydrogène, implantation de protons). Enfin, la dernière étape de libération du miroir supérieur (CP-1D InP / air) doit également permettre l'actuation en longueur d'onde de la source.

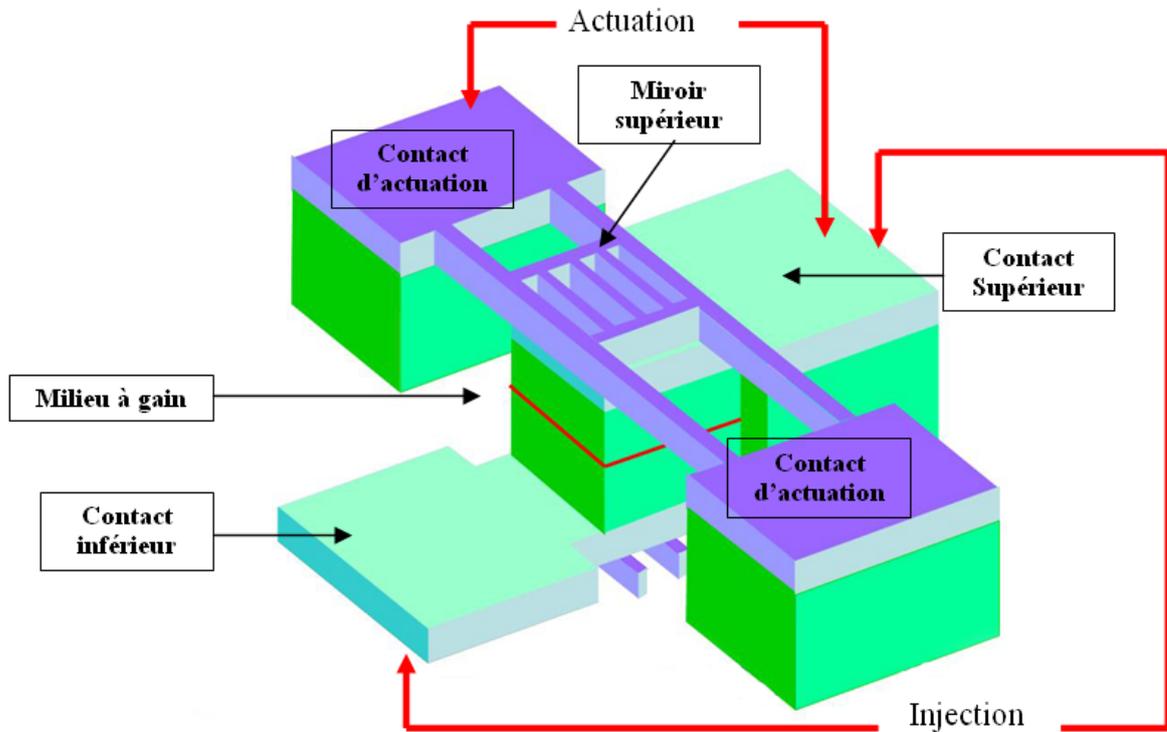


FIGURE 3.31 – Représentation schématique d'une microcavité à double cristaux photoniques 1D contenant un milieu à gain pompée électriquement. On peut éventuellement tirer profit des contacts pour le pompage électrique pour l'actuation de la membrane à cristal photonique supérieure.

Chapitre 4

Contrôle du diagramme de rayonnement de dispositifs à base de cristaux photoniques

Sommaire

4.1	Emission d'un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière	120
4.1.1	Cas du cristal photonique de taille latérale infinie	121
4.1.2	Cas du cristal photonique de taille latérale finie	121
4.1.3	Méthode du calcul du diagramme de rayonnement	122
4.1.4	Mécanismes du couplage dans une structure de taille finie, allure du diagramme de rayonnement	122
4.1.5	Ajout d'une structuration verticale	128
4.2	Contrôle du diagramme de rayonnement	131
4.2.1	Modification de la symétrie au sein d'une cellule élémentaire	131
4.2.2	Modification de la symétrie de l'enveloppe	135
4.2.3	Conclusion	140
4.3	Résultats expérimentaux	141
4.3.1	Principe de la visualisation expérimentale du diagramme de rayonnement	141
4.3.2	Microlasers à émission par la surface	142
4.4	Conclusion	147

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons donné quelques exemples de dispositifs à cristaux photoniques exploitant des modes de Bloch situés au dessus du cône de lumière. L'intérêt de l'utilisation de ce type de mode de Bloch réside dans leur capacité à émettre la lumière verticalement. Jusqu'à présent, nous avons simplement évoqué cette possibilité sans nous attacher à donner le diagramme de rayonnement précis de chacun des dispositifs réalisés. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons au contrôle de l'émission des modes de Bloch situés au dessus du cône de lumière, en particulier pour le cas des modes qui ne se couplent pas en Γ . En effet, ces modes présentent généralement de fortes durées de vie des photons dans la membrane et il est particulièrement intéressant d'allier forts facteurs de qualité et émission contrôlée du mode de Bloch, le but étant toujours de limiter les pertes lors du couplage du dispositif à cristal photonique vers l'extérieur. Ce point est particulièrement important car généralement, des composants à cristaux photoniques remarquables sont réalisés (facteurs de qualité de plusieurs millions, très faibles volumes modaux,...), mais bien souvent au détriment du diagramme d'émission des structures. Le couplage de tels dispositifs avec l'extérieur reste donc parfois assez complexe.

Dans un premier temps, nous essaierons de comprendre les mécanismes de couplage du mode de Bloch vers l'extérieur et dégagerons les paramètres fondamentaux régissant l'émission verticale du mode. Puis nous verrons comment il est possible de modifier les directions d'émission du mode de Bloch afin d'obtenir un champ lointain parfaitement directif. Des résultats de simulations illustreront les concepts développés. Enfin, nous présenterons des résultats expérimentaux obtenus sur des cristaux photoniques à base de piliers d'InP disposés sur une maille carrée. Nous décrirons le banc optique utilisé pour réaliser les images en champ lointain des structures dans l'espace de Fourier.

4.1 Emission d'un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière

Nous avons vu qu'il existait deux catégories de modes au point Γ de la courbe de dispersion : ceux qui ont la capacité de se coupler verticalement et ceux pour lesquels ce couplage est interdit en raison de leur symétrie, au point Γ [77]. Dans la première partie, nous avons développé quelques applications résultant de l'exploitation de ces modes en Γ et nous avons vu qu'elles pouvaient être totalement différentes selon le type de modes utilisé. Qu'en est-il de l'émission de chacun de ces modes ?

Le diagramme de rayonnement est défini dans l'espace de Fourier par l'ensemble des directions d'émission du mode de Bloch. Le type du mode, les conditions aux frontières de la structure, la taille du cristal photonique... sont autant de paramètres qui vont influencer l'allure du diagramme de rayonnement. Nous détaillons dans la suite les conséquences sur l'aspect du diagramme de rayonnement de ces divers paramètres.

4.1.1 Cas du cristal photonique de taille latérale infinie

Dans le cas d'un cristal photonique de taille latérale infinie, l'allure du diagramme pour chaque mode en Γ est simple et se déduit rapidement des symétries du champ dans une seule cellule élémentaire. Ainsi, pour un mode qui se couple en Γ , l'intégrale de recouvrement I , entre une onde plane en incidence normale et les composantes du champ électromagnétique associées au mode de Bloch est non nulle. A l'inverse, pour un mode qui ne se couple pas, cette intégrale vaut 0, le couplage est alors interdit en $k_{//} = 0$. Le diagramme de rayonnement pour un mode qui se couple en Γ est donc parfaitement directif dans la direction verticale, tandis qu'il n'existe aucune fuite verticale pour le mode qui ne se couple pas. Ces deux cas sont représentés figure 4.1.

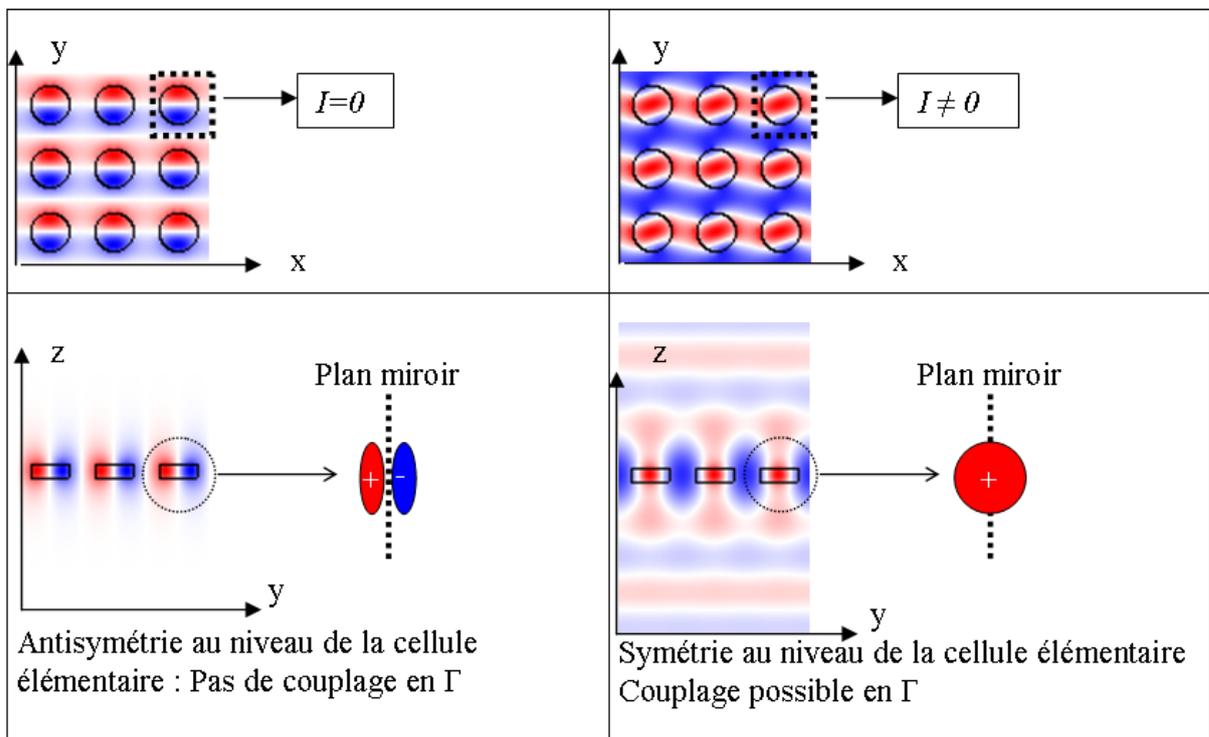


FIGURE 4.1 – Cartographies d'un mode qui se couple (a) ou non (b) au point Γ dans un réseau 2D de piliers infini, calculées avec MPB. Définition du plan de symétrie permettant de prédire le couplage du mode de Bloch dans la direction strictement verticale (pour $k_{//} = 0$).

4.1.2 Cas du cristal photonique de taille latérale finie

Lorsque le cristal photonique est de taille latérale finie, plusieurs paramètres entrent en compte dans le calcul du diagramme de rayonnement. Nous avons vu dans le chapitre 2 que dans un cristal photonique de taille latérale finie, la répartition du champ dans le cristal photonique est modulée par une fonction enveloppe soumise à des conditions d'existence dans la cavité. Le diagramme de rayonnement ne dépend alors plus seulement de la symétrie du mode de Bloch

sur une cellule élémentaire, mais il faut alors tenir compte de l'enveloppe du mode. En effet, modulé par l'enveloppe, le champ sur une cellule élémentaire n'est plus parfaitement symétrique ou antisymétrique. En particulier pour les modes qui ne se couplent pas au point Γ , l'intégrale de recouvrement I entre le champ sur la cellule élémentaire et une onde plane en incidence normale n'est plus parfaitement nulle et le mode aura la capacité de se coupler à l'ensemble des modes rayonnés.

Plus précisément, la durée de vie finie du mode dans une structure de taille latérale finie entraîne un élargissement autour de Γ dans l'espace réciproque. Autour du point Γ , la symétrie du mode est rompue et le mode possède alors la capacité de se coupler autour de la direction verticale. Généralement, pour un mode ne se couplant pas strictement en Γ et d'ordre fondamental dans la cavité, le diagramme de rayonnement se traduit alors par une allure en anneau [78, 79]. Nous reviendrons sur ce point un peu plus tard.

D'autre part, en plus de l'enveloppe, d'autres paramètres vont influencer l'allure du diagramme de rayonnement. La diffraction du mode aux frontières du cristal photoniques peut affecter de façon non négligeable l'émission en champ lointain. En effet, si ces dernières sont localisées dans l'espace, elles ont à priori la possibilité de rediriger les photons dans n'importe quelle direction. Enfin, la modification de l'environnement du cristal photonique (par l'association à un miroir de Bragg par exemple) peut également influencer l'allure du diagramme d'émission. En effet, si l'on agit, de quelque manière que ce soit, sur les pertes hors du plan (dues aux frontières ou par couplage du mode aux modes rayonnés), il est possible que le diagramme de rayonnement soit modifié.

4.1.3 Méthode du calcul du diagramme de rayonnement

Le calcul du diagramme de rayonnement nécessite de connaître le rayonnement du mode suffisamment loin de la structure, à une distance r très grande devant la longueur d'onde. Son calcul directement avec la méthode FDTD serait extrêmement long et gourmand en mémoire. C'est pourquoi, une méthode combinant un calcul de FDTD 3D et une transformation champ proche-champ lointain (décrite dans [80, 23]) a été utilisée. Le diagramme de rayonnement est obtenu en calculant la moyenne du vecteur de Poynting par unité d'angle solide, en supposant que le champ décroît comme $1/r$. Ainsi, à partir des cartographies du champ complexe obtenues par un calcul FDTD 3D au dessus de la membrane à cristal photonique, il est possible de connaître les directions d'émissions préférentielles du mode.

4.1.4 Mécanismes du couplage dans une structure de taille finie, allure du diagramme de rayonnement

Dans un premier temps, nous étudions le diagramme de rayonnement d'un mode qui ne se couple pas strictement en Γ dans une structure de taille latérale finie. Nous verrons ensuite comment il est possible de modifier l'allure de ce diagramme de rayonnement de façon à contrôler

l'émission du mode de Bloch.

Pour cela, nous prenons le cas d'un réseau 1D, supportant un mode ne se couplant pas au point Γ de la courbe de dispersion. Ce réseau est de taille latérale finie et possède donc un certain nombre de modes de cavité, chacun défini par une enveloppe qui lui est propre.

L'intérêt d'utiliser un cristal photonique 1D membranaire est de s'affranchir des problèmes liés à la discrétisation sur la modulation de l'indice lors de la simulation FDTD 3D. En effet, dans ce type de simulation, la cellule de travail est divisée en plusieurs cellules élémentaires dont le côté est égal au pas de discrétisation choisi. Nous avons donc simulé des structures 1D de tiges où la période et la largeur des tiges correspondent à un nombre entier de pas de discrétisation. De cette façon, le réseau conserve sa symétrie, il n'y a pas d'approximation sur la valeur de l'indice de l'objet.

Mode fondamental

Nous choisissons donc un réseau 1D de tiges de silicium dans une matrice de silice. La période du réseau est de 500nm, le facteur de remplissage est de 80%, l'épaisseur de la membrane vaut 300nm de façon à exploiter le premier mode au point Γ de la courbe de dispersion, mode ne se couplant pas en Γ et à courbure de bande négative. Le mode fondamental est situé autour de $1.55\mu m$ et possède un facteur de qualité d'environ 1500 pour une taille latérale de structure de $10\mu m$. La figure 4.2 donne la répartition spatiale des composantes du champ H_z et E_x pour ce mode à la longueur d'onde de résonance.

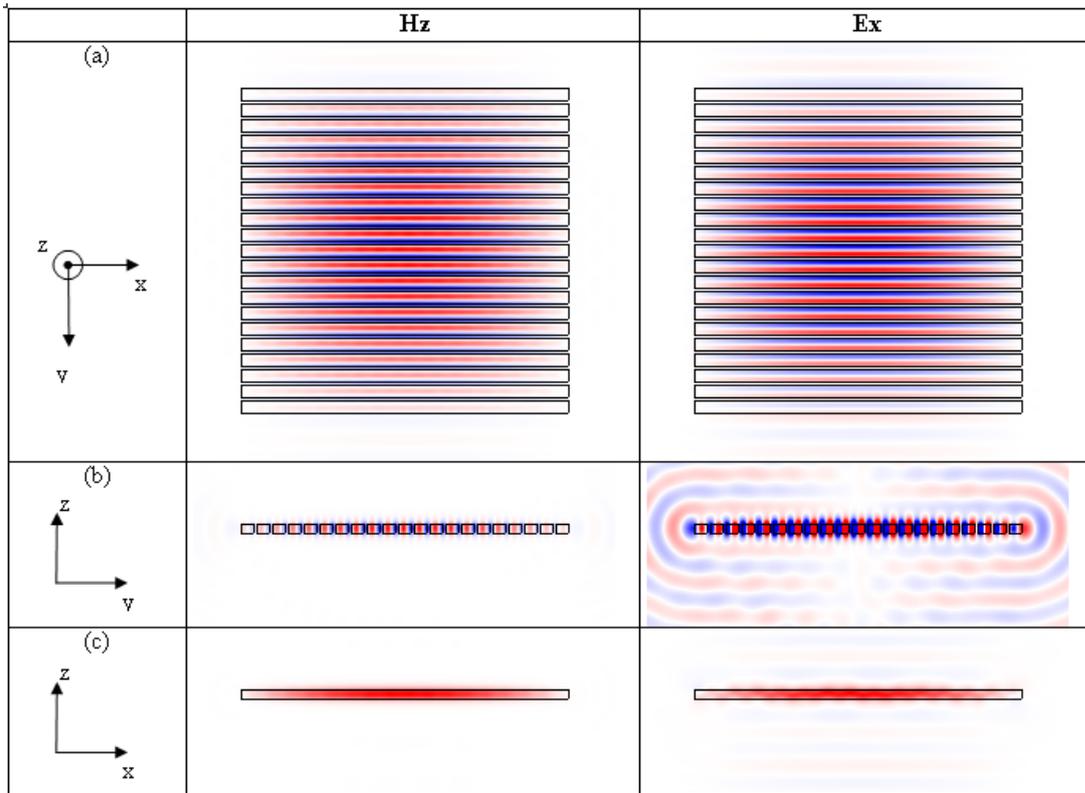


FIGURE 4.2 – Cartographies des composantes du champ H_z et E_x dans le cristal photonique 1D étudié : (a) dans le plan médian de la membrane (x,y) et dans des plans transverses : (b) dans le plan (x,z) et (c) dans le plan (y,z) . Il s'agit d'un mode qui ne se couple pas en Γ , de part ses propriétés de symétries. De fortes fuites latérales et verticales sont présentes pour ce mode.

Dans le cas d'un réseau 1D, nous définissons un axe de symétrie situé au centre de la cellule élémentaire (plan miroir sur la figure 4.1 et annexe sur les symétries). Pour le mode étudié ici, la composante du champ électrique E_x est antisymétrique par rapport à ce plan de symétrie (également figure 4.1 (a) et 4.2 (b)). L'enveloppe quasi-gaussienne du mode fondamental est en revanche symétrique par rapport à ce même plan de symétrie. Ce mode de Bloch en cavité est donc antisymétrique par rapport à un plan de symétrie de la structure et sa diffraction par un réseau symétrique (c'est-à-dire la structure à cristal photonique) ne comporte donc pas de composante dans la direction strictement verticale.

Ce raisonnement est également valable dans le cas d'un réseau 2D. Il faudra par contre tenir compte des deux directions de la périodicité (dans le cas de la maille carrée, ces deux directions sont équivalentes et l'on peut se ramener à un raisonnement 1D). L'étude des symétries des modes dans les cristaux photoniques à maille traditionnelle (carrée, triangulaire ou graphite) permet d'expliquer le couplage ou non des modes de Bloch en Γ dans la direction verticale (plus de détails en annexe).

Ce raisonnement est purement qualitatif. Il donne la possibilité de prévoir le couplage ou non du mode de Bloch en Γ . Il ne permet pas en revanche d'estimer la force de ce couplage ou l'ouverture angulaire du diagramme de rayonnement. Pour cela, il faut avoir recours à la simulation.

Le diagramme de rayonnement calculé pour le mode étudié est donné figure 4.3, en échelle linéaire puis logarithmique. Le long de la périodicité, le diagramme de rayonnement présente effectivement un zéro au point Γ , où $k_{//}=0$.

La coupe dans le diagramme de rayonnement le long de $k_x = 0$ (figure 4.4 (a)) montre qu'en $k_y = 0$ l'émission est parfaitement nulle, telle que nous l'avions prévu. La figure 4.4 (b) montre que 90% de l'émission du mode est réalisé dans un cône de demi-angle au sommet de 22° .

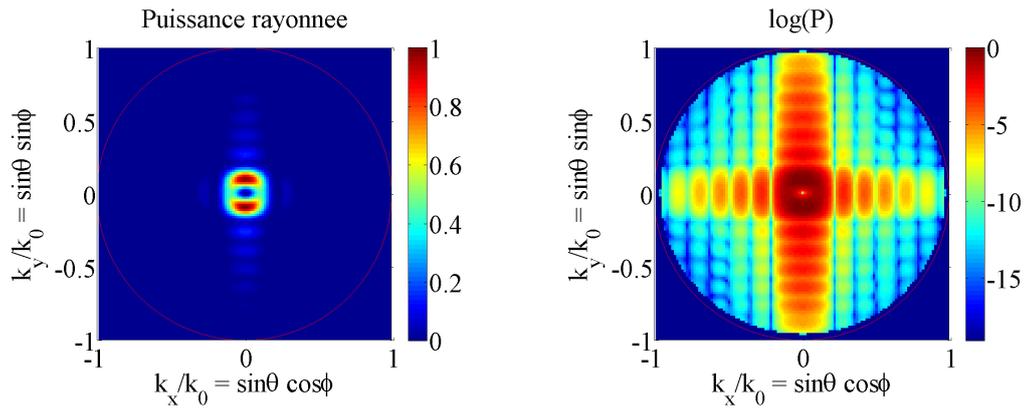


FIGURE 4.3 – Puissance émise dans l'espace de Fourier du mode fondamental $A1$ en échelle linéaire et logarithmique, pour le cristal photonique étudié (taille latérale : $10\mu\text{m}$). Le cercle rouge correspond à l'ensemble des angles accessibles pour l'émission du mode (ou cône de lumière).

Nous obtenons donc effectivement un couplage nul pour $k_{//} = 0$. Il est possible d'étendre ce résultat au cas des réseaux 2D exploitant le même type de mode de Bloch. Le diagramme

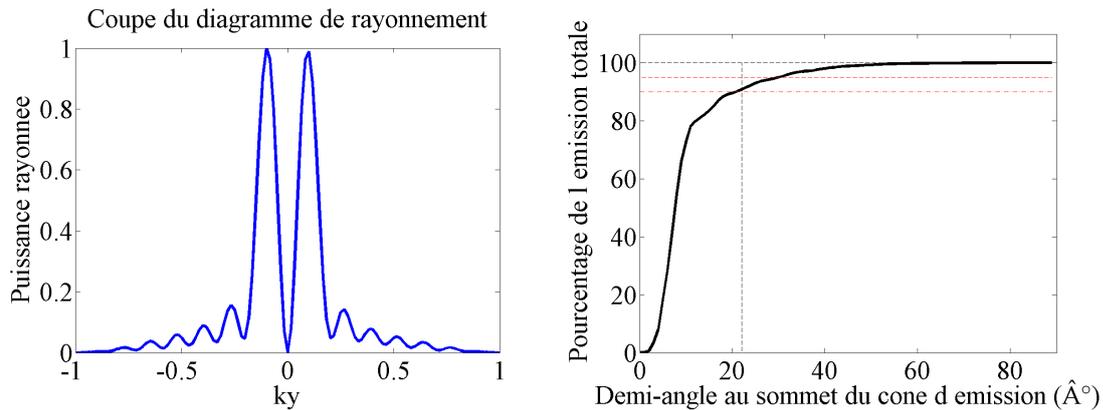


FIGURE 4.4 – Coupe selon $k_x = 0$ dans le diagramme de rayonnement de la figure 4.3 et pourcentage de l'émission rayonnée en fonction de l'angle d'émission.

de rayonnement présenterait dans ce cas une forme en anneau [53, 81, 82]. Nous observerons expérimentalement cette émission propre aux modes de Bloch ne se couplant pas en Γ un peu plus loin.

Sur le diagramme de rayonnement des figures 4.3 et 4.4 nous observons des oscillations en plus des deux lobes principaux. Ils sont principalement dus au fait que lors du calcul du champ lointain, nous réalisons une transformée de Fourier sur un cristal photonique de dimensions latérales finies, lui-même inséré dans une cellule de calcul de dimensions finies. Cela entraîne inévitablement l'apparition d'harmoniques dans l'image du diagramme de rayonnement (effet de fenêtrage).

Les dimensions latérales de la structure précédente étaient relativement faibles. Si l'on augmente la taille latérale de la structure, le diagramme de rayonnement devrait se rapprocher de l'allure du diagramme de rayonnement pour une structure de taille latérale infinie. L'émission rayonnée devrait alors se situer plus proche de $k_{//} = 0$, dans un cône d'angle plus faible que pour la structure précédente.

Le calcul du diagramme de rayonnement pour une structure de taille latérale de $15\mu\text{m}$ est donné figure 4.5. Il présente la même forme que le diagramme de rayonnement précédent mais le cône d'émission est beaucoup plus petit par rapport au cristal photonique précédent. Cela se confirme sur la coupe selon $k_x = 0$ du diagramme de rayonnement et sur le pourcentage de rayonnement émis en fonction de l'angle d'émission (figure 4.6) : cette fois, plus de 95% du rayonnement est réalisé dans un cône de demi-angle au sommet de 20° .

L'émission devient de plus en plus directive (la puissance rayonnée est localisée dans un cône d'émission de plus en plus petit) lorsque la taille de la structure augmente. En effet, lorsque la taille de la structure augmente, l'élargissement dans l'espace réciproque diminue et tend vers un Dirac, qui correspond au cas où le cristal photonique est de

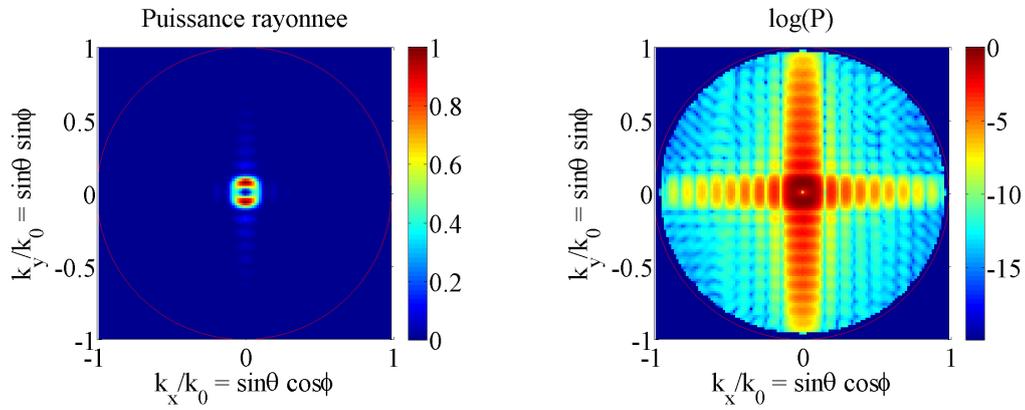


FIGURE 4.5 – Puissance émise dans l'espace de Fourier du mode fondamental A1 en échelle linéaire et logarithmique, pour un cristal photonique 1D de $15\mu\text{m}$ de côté.

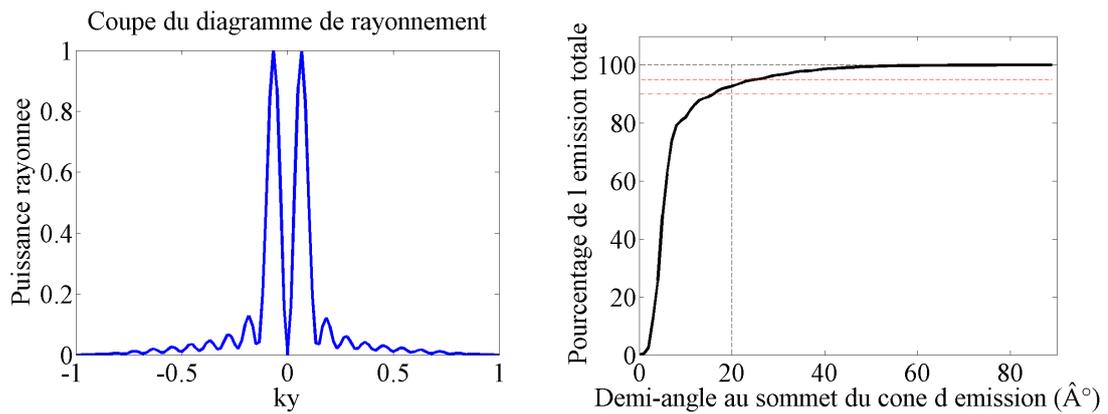


FIGURE 4.6 – Coupe selon $k_x = 0$ dans le diagramme de rayonnement de la figure 4.3 et pourcentage de l'émission rayonnée en fonction de l'angle d'émission.

taille infinie.

La question qui se pose alors est de savoir si la modification de l'environnement du cristal photonique a une influence sur le diagramme de rayonnement, par exemple si le cristal photonique repose sur un substrat dans l'air (typiquement un réseau de piliers sur un substrat de silice, dans l'air) ou si son environnement est parfaitement symétrique (membrane suspendue ou englobée dans une matrice d'un matériau plus faible indice), ou bien encore si l'on ajoute un miroir de Bragg sous la membrane à cristal photonique.

4.1.5 Ajout d'une structuration verticale

Nous avons vu dans le chapitre 2 que si le cristal photonique est associé à un miroir de Bragg, le facteur de qualité du mode peut atteindre un maximum pour une distance séparant la membrane à cristal photonique du miroir de Bragg de $(2p + 1)\lambda/4n$ alors qu'il chute pour une distance de $2p\lambda/4n$, p étant un entier. Nous avons vu également que la présence du miroir de Bragg a la capacité de réduire ou à l'inverse d'amplifier les fuites hors du plan, en particulier celles localisées dans la direction verticale et autour de la direction verticale. Une étude récente a montré que la présence d'un miroir à forte réflectivité sous une membrane à cristal photonique modifie fortement le diagramme d'émission du mode hexapolaire d'une cavité H1 [80]. Nous souhaitons donc connaître l'influence du miroir de Bragg sur l'émission en champ lointain du mode de Bloch que l'on étudie.

Nous reprenons la membrane à cristal photonique 1D précédente à laquelle nous associons un miroir de Bragg constitué de 3 alternances silicium/silice d'épaisseur $3\lambda/4n$. Le gap de silice séparant le miroir de Bragg du cristal photonique sera successivement égal à 740nm (cas où $\text{gap}=(2p+1)\lambda/4n$) et 540nm (cas où $\text{gap}=2p\lambda/4n$). Dans le premier cas, les pertes hors du plan de la membrane sont limitées et le facteur de qualité augmente (≈ 2500 à $1.55\mu\text{m}$). La répartition spatiale des composantes du champ H_z et E_x dans la structure est donnée figure 4.7. Aucune modification sur les bords de la structure n'a été réalisée (voir chapitre 2 sur les hétérostructures), et de fortes pertes aux frontières limitent le facteur de qualité du mode.

Le diagramme de rayonnement du mode est donné figure 4.8; il est légèrement différent par rapport au cas de la membrane simple. La grande différence pourtant, s'observe plus clairement sur la coupe selon $k_x = 0$ du diagramme de rayonnement et du pourcentage de rayonnement émis en fonction de l'angle d'émission. L'émission s'écarte de la normale et pour obtenir 90% de l'émission rayonnée, il faut alors un demi angle au sommet de près de 35° !!

L'ajout d'un miroir de Bragg sous une membrane à cristal photonique permet donc d'augmenter considérablement le facteur de qualité du mode de Bloch, s'il est situé à une distance de $(2p + 1)\lambda/4n$. Néanmoins, cette hausse du facteur de qualité se fait au détriment d'une émission très directive. En effet, le positionnement du miroir de Bragg à une distance de la membrane de $(2p + 1)\lambda/4n$ réduit les fuites dans la direction verticale et autour de la

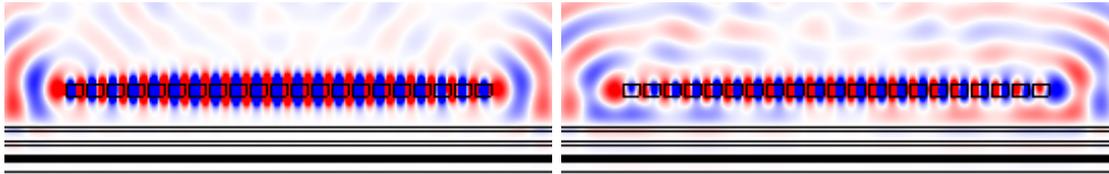


FIGURE 4.7 – Cartographies du champ (H_z à droite et E_x à gauche) à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental dans la structure composée d'un cristal photonique 1D et d'un miroir de Bragg situé à 740nm . Les pertes aux bords de la structure limitent fortement le facteur de qualité du mode (l'échelle de couleur a été volontairement forcée).

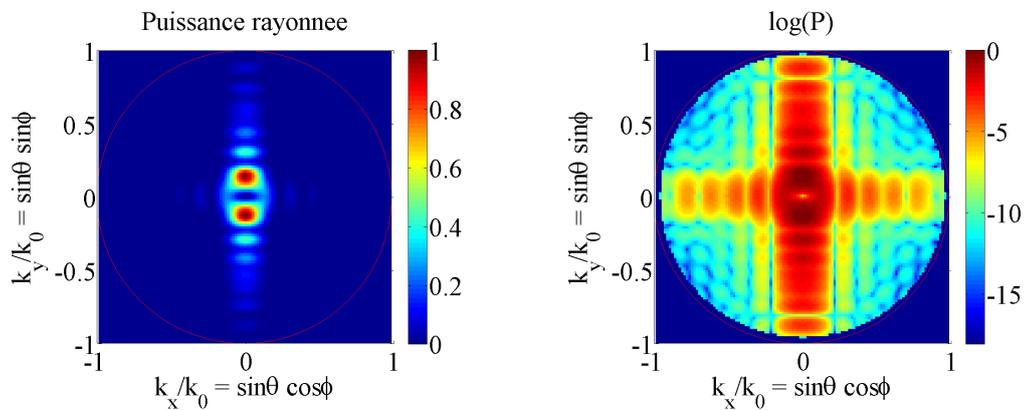


FIGURE 4.8 – Puissance émise dans l'espace de Fourier du mode fondamental A_1 en échelle linéaire et logarithmique, pour un cristal photonique 1D de côté $10\mu\text{m}$ reporté sur un miroir de Bragg à 740nm .

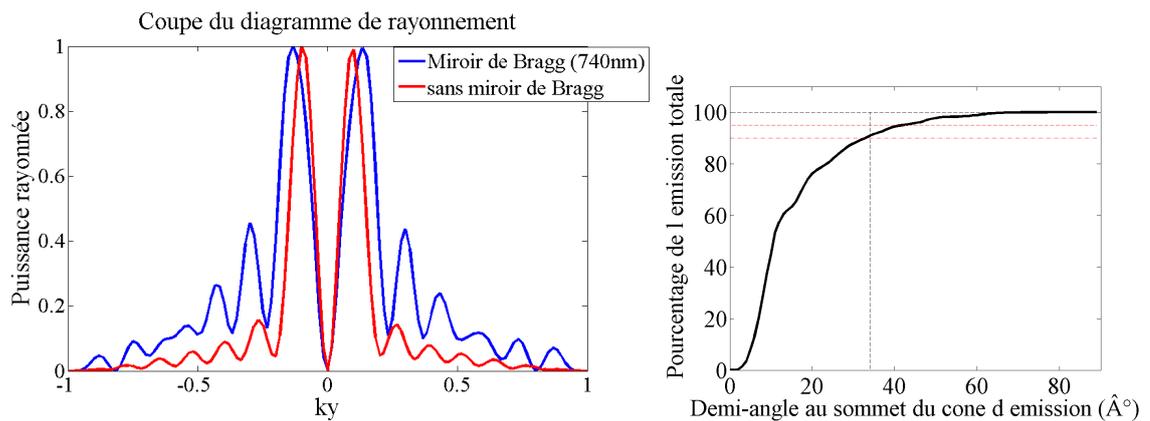


FIGURE 4.9 – Coupe selon $k_x = 0$ dans le diagramme de rayonnement du diagramme de rayonnement de la figure précédente, et pourcentage de l'émission rayonnée en fonction de l'angle d'émission. Seulement 75% de l'émission est présente dans un cône de demi angle au sommet 20° .

direction verticale. L'émission en champ lointain est donc réalisée de plus en plus loin de $k_{//}=0$.

Nous plaçons ensuite le miroir de Bragg à une distance de 540nm de la membrane à cristal photonique. Dans ce cas, les fuites hors du plan sont renforcées et le facteur de qualité du mode chute (420 à $1.55\mu\text{m}$). Les cartographies à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental sont données figure 4.10. Le diagramme de rayonnement de la structure, en échelle linéaire et logarithmique, est présenté sur la figure 4.11. Il montre que, contrairement au cas précédent, l'émission est renforcée, grâce au miroir de Bragg, pour les fuites autour de la direction verticale. Cela est également visible sur la figure 4.12, où l'on montre que 90% de l'émission est réalisée dans un cône d'angle au sommet de 12° .

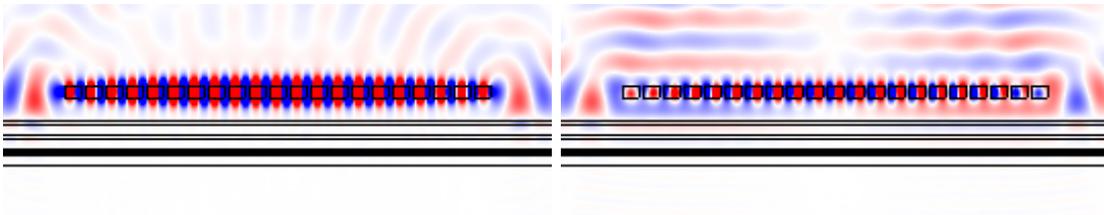


FIGURE 4.10 – Cartographies du champ (H_z à droite et E_x à gauche) à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental dans la structure composée d'un cristal photonique 1D et d'un miroir de Bragg situé à 540nm.

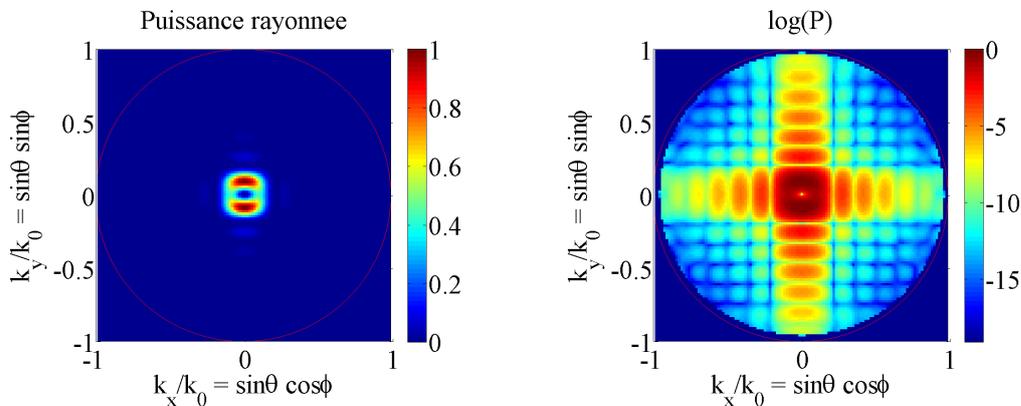


FIGURE 4.11 – Puissance émise dans l'espace de Fourier du mode fondamental A_1 en échelle linéaire et logarithmique, pour un cristal photonique 1D de côté $10\mu\text{m}$ reporté sur un miroir de Bragg à 540nm.

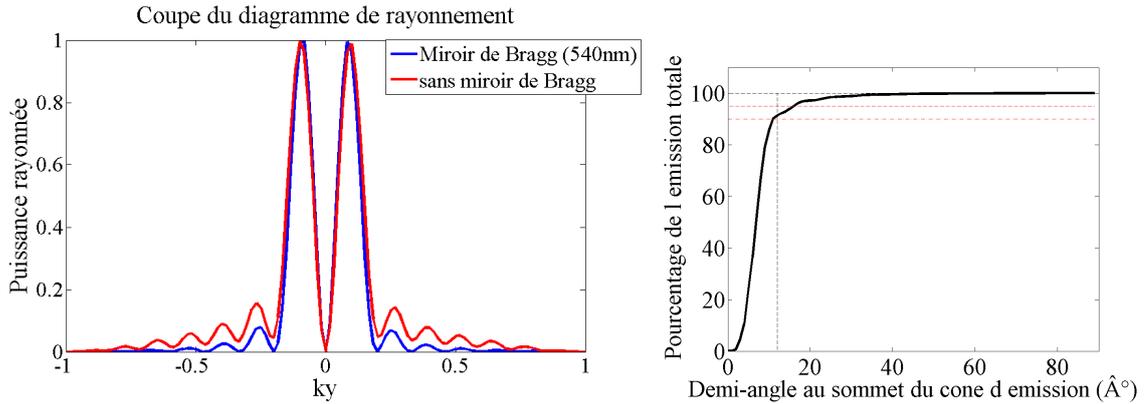


FIGURE 4.12 – Coupe selon $k_x = 0$ dans le diagramme de rayonnement du diagramme de rayonnement de la figure précédente, et pourcentage de l'émission rayonnée en fonction de l'angle d'émission. 90% de l'émission est présente dans un cône de demi angle au sommet 12° .

4.2 Contrôle du diagramme de rayonnement

Nous venons de voir quelles étaient les allures du diagramme de rayonnement pour un mode de Bloch ne se couplant pas en Γ , dans des structures membranaires simples de faible ou plus grande taille, associées ou non à un miroir de Bragg... Nous avons expliqué ces figures par des considérations de symétries du mode. Nous allons maintenant chercher à modifier l'allure du diagramme de rayonnement, en particulier à le rendre plus directif, présentant un maximum d'émission pour $k_{//} = 0$. En effet, cela permettrait un couplage plus aisé vers une fibre optique ou vers un niveau supérieur d'un circuit photonique intégré.

L'allure du diagramme de rayonnement d'un mode de Bloch en bord de bande dépend essentiellement des symétries du mode dans une cellule élémentaire et dans la structure dans son ensemble. Ainsi, pour modifier l'émission en champ lointain, nous avons la possibilité d'agir sur ces deux paramètres : la symétrie au sein d'une cellule élémentaire, c'est-à-dire agir directement sur la répartition spatiale du champ électromagnétique du mode de Bloch, ou bien la symétrie de l'enveloppe du mode de Bloch, c'est-à-dire agir sur le cristal photonique dans son ensemble (en modifiant les frontières par exemple). Les variations de ces deux paramètres engendrent des modifications dans l'espace de Fourier et de fait, du diagramme de rayonnement. Nous allons successivement étudier les conséquences des modifications de ces deux "leviers" sur lesquels nous pouvons agir afin de modeler le diagramme de rayonnement.

4.2.1 Modification de la symétrie au sein d'une cellule élémentaire

Comment modifier la symétrie au sein de la cellule élémentaire? Nous avons une symétrie circulaire (trou ou pilier) qui conduit à un couplage inhibé en Γ . Pour modifier la symétrie dans la cellule, il suffit de rompre la symétrie circulaire, par exemple en changeant le trou circulaire en trou triangulaire. La symétrie de rotation à 90° est rompue, le mode possède alors la capacité

de se coupler dans la direction verticale [83, 84, 85].

En fait, lors de nos simulations, nous avons mis en évidence que la discrétisation opérée par la FDTD suffit à rompre la symétrie du mode et à rendre le rayonnement directif en Γ . Il est ainsi possible de transformer l'anneau habituel obtenu pour un mode qui ne se couple pas en Γ par un diagramme de rayonnement très directif, centré autour de $k_{//}=0$ [86]. En effet, la cellule de calcul est divisée en un nombre entier de cellules élémentaires de côté égal au pas de discrétisation choisi. Lorsque l'on effectue une simulation d'un réseau de piliers (ou de trous) la symétrie circulaire est levée par la discrétisation. La figure 4.13 illustre cet effet pour un réseau de 21×21 piliers de silicium (de période 600nm , $ff=28\%$, épaisseur de la membrane de 300nm et pas de discrétisation de 50nm). Dans ce cas, il résulte que les piliers ne sont plus circulaires et que le champ du mode, situé essentiellement dans les piliers, verra ses propriétés de symétries modifiées.

Pour le calcul de la position spectrale des modes et des facteurs de qualité, la discrétisation n'aura qu'une très faible influence. En revanche, le diagramme de rayonnement du mode en subira les conséquences.

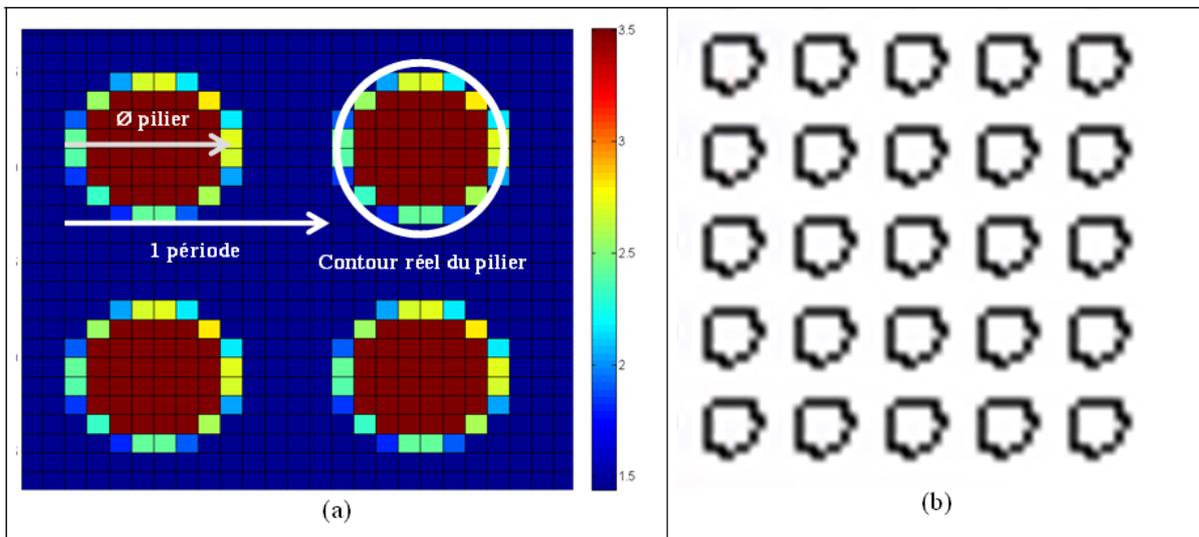


FIGURE 4.13 – (a) Méthode de discrétisation de la FDTD : chaque cellule mesure 50nm de côté, la période est de 600nm soit 12 cellules, le diamètre des piliers 360nm , soit 7.2 cellules. L'écart entre le contour réel et la discrétisation est désigné par un cercle blanc. Il en résulte après génération du fichier d'indice, les contours de la figure (b). Les piliers ne sont pas circulaires et ne respectent aucune symétrie particulière.

La figure 4.14 présente les cartographies des composantes H_z et E_x du mode monopolaire fondamental dans ce réseau de piliers. Il est situé autour de $1.35\mu\text{m}$ et possède un facteur de qualité de 1200.

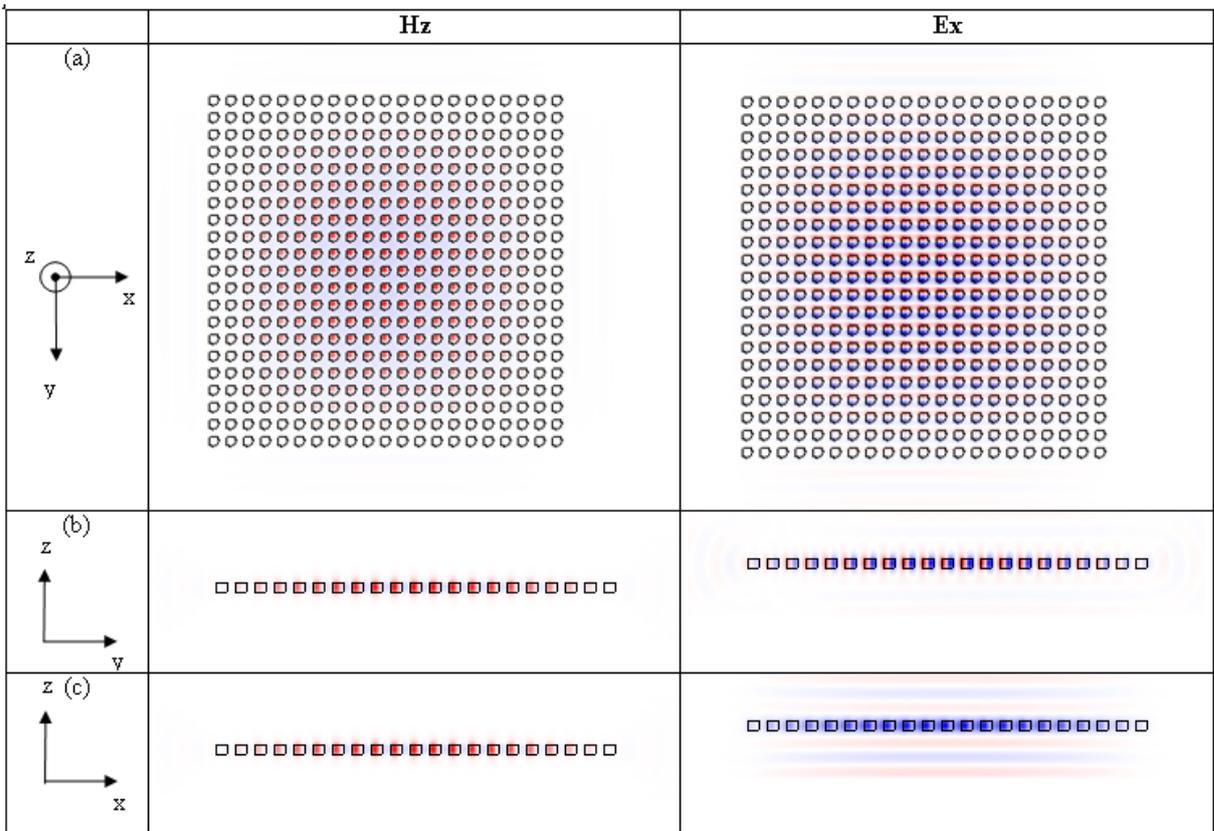


FIGURE 4.14 – Cartographies du champ H_z et E_x pour le mode fondamental monopolaire à $1.55\mu\text{m}$ dans un cristal photonique de 21×21 piliers de période 600nm et de facteur de remplissage 28% de silicium, englobé dans la silice.

Dans la figure 4.15, nous donnons le diagramme de rayonnement en échelle linéaire et logarithmique du mode de la structure. Il apparaît que l'émission en champ lointain présente un maximum pour $k_{//}=0$ (voir figure 4.16, la coupe dans le diagramme de rayonnement). Plus de 95% de l'émission est réalisée dans un cône d'angle au sommet de 10° .

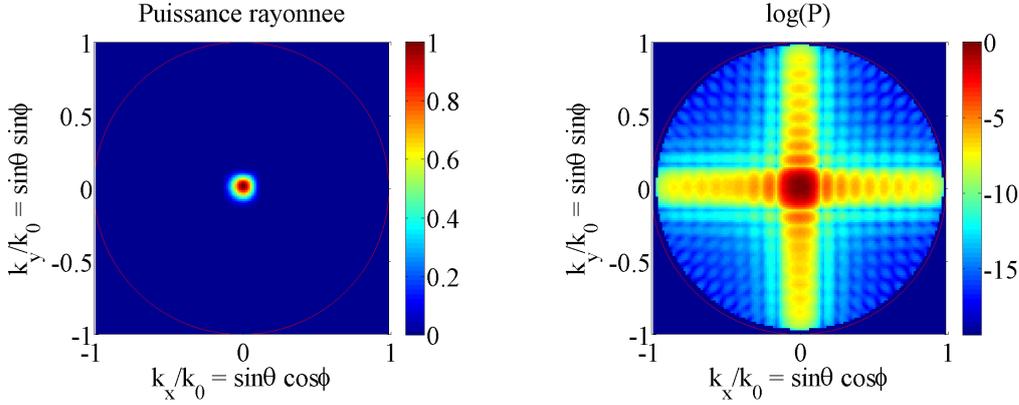


FIGURE 4.15 – Diagramme de rayonnement du mode fondamental dans le cristal photonique à réseau de micro-plots étudié, en échelle linéaire et logarithmique.

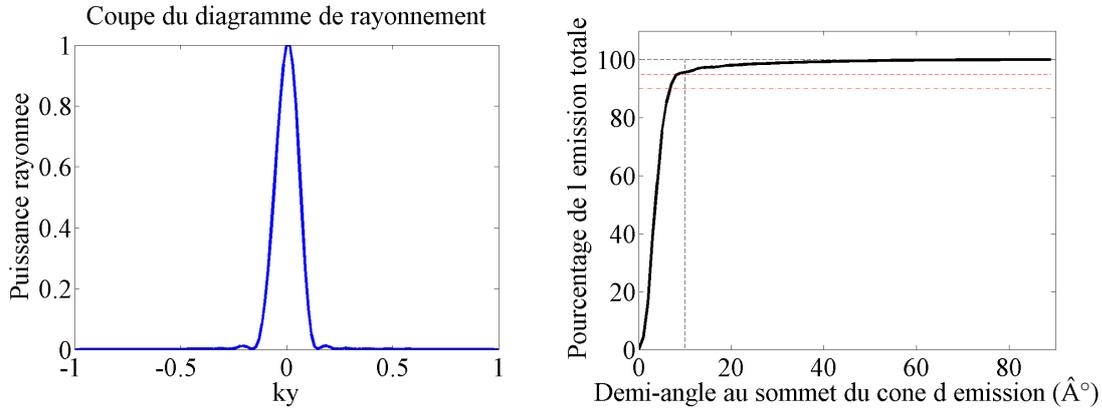


FIGURE 4.16 – Coupe selon $k_x = 0$ dans le diagramme de rayonnement du diagramme de rayonnement de la figure précédente, et pourcentage de l'émission rayonnée en fonction de l'angle d'émission. Plus de 95% de l'émission est présente dans un cône de demi angle au sommet 10° .

Dans ce cas, la symétrie de l'enveloppe (mode fondamental) est conservée. Au niveau de la cellule élémentaire, les composantes du champ E_x et E_y ne sont plus parfaitement antisymétriques puisque la symétrie circulaire a été levée. Ce mode a donc la capacité, dans cette configuration, de se coupler verticalement aux modes rayonnés. Il en résulte donc un diagramme de rayonnement très directif et centré en $k_{//}=0$.

Il est donc possible, en levant la symétrie du mode au sein de la cellule élémentaire du réseau, de modifier le diagramme de rayonnement. Même en utilisant

un mode qui, originellement, ne se couple pas au point Γ de la courbe de dispersion, l'émission en champ lointain peut être parfaitement directive, au prix d'une petite modification de la cellule élémentaire.

4.2.2 Modification de la symétrie de l'enveloppe

La seconde façon de modifier le diagramme de rayonnement d'un mode de Bloch situé au point Γ , est d'agir sur l'enveloppe du mode. Il faut cette fois rompre la symétrie de l'enveloppe du mode fondamental. Ceci peut s'effectuer de plusieurs façons différentes :

- La première consiste à inclure dans le cristal photonique une modification locale de la cellule élémentaire de façon à inverser la phase de part et d'autre de la rupture de la symétrie [87].
- La seconde façon d'obtenir ce résultat est d'exploiter les modes d'ordre supérieur de la structure, car ils possèdent des enveloppes de symétries opposées (par exemple pour un mode fondamental où on observe un seul lobe, et le premier harmonique qui possède deux lobes en opposition de phase).
- Enfin, si l'on exploite uniquement le mode fondamental, il est possible de rompre la symétrie de l'enveloppe en modifiant les frontières du cristal photonique.

Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux deux dernières manières de modifier le diagramme de rayonnement du mode de Bloch : par l'exploitation des modes d'ordre supérieur ou bien par la modification des frontières du cristal photonique.

Modes d'ordre supérieur

Appliquons un raisonnement purement intuitif pour comprendre l'influence des symétries de l'enveloppe sur le diagramme de rayonnement du mode de Bloch :

- Si l'enveloppe est symétrique par les opérations de symétrie définissant la cellule élémentaire, et qu'à l'inverse, le champ du mode de Bloch est antisymétrique par ces mêmes opérations (par exemple dans le cas étudié précédemment), alors le mode de Bloch dans le cristal photonique de dimensions finies ainsi que sa transformée de Fourier sont également antisymétriques. Le couplage en $k_{//}=0$ est inhibé et le diagramme de rayonnement prendra la forme d'un anneau centré en $k_{//}=0$.
- En revanche, pour ces mêmes opérations de symétries, si l'enveloppe est cette fois antisymétrique (par exemple pour le premier mode d'ordre supérieur (deux lobes de symétries opposées)), le couplage en $k_{//}=0$ est possible. Il s'agit néanmoins d'une condition nécessaire pour une émission dans la direction strictement verticale, mais qui n'est pas suffisante.

Ces observations ne tiennent pas compte du taux de couplage avec les modes rayonnés. Elle donne simplement l'allure attendue pour le diagramme de rayonnement. Seules les simulations 3D (FDTD), ainsi que les résultats expérimentaux, donneront le diagramme de rayonnement réel des structures.

Nous allons donc nous intéresser maintenant au diagramme de rayonnement du mode de Bloch étudié jusqu'à présent mais dont l'enveloppe est celle du premier harmonique de la cavité (suivant le sens de la périodicité puisque nous travaillons avec un cristal photonique 1D). Les cartographies des composantes H_z et E_x du champ pour ce mode sont données figure 4.17. L'opposition de phase entre les deux lobes de l'enveloppe est clairement visible.

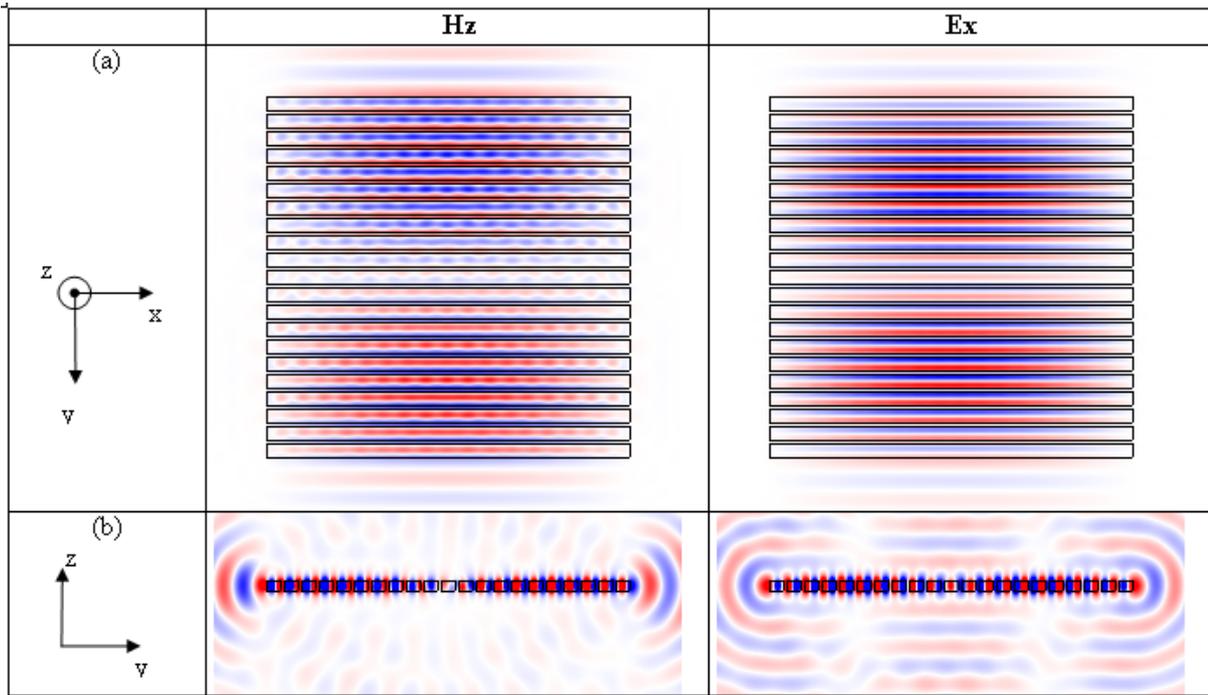


FIGURE 4.17 – Cartographies du champ H_z et E_x à la longueur d'onde de résonance du premier mode d'ordre supérieur dans le cristal photonique 1D étudié dans la première partie de ce chapitre (période de 500nm et facteur de remplissage de 80% de silicium, englobé dans la silice).

La figure 4.18 donne le diagramme de rayonnement de ce mode en échelle linéaire puis logarithmique. Pour ce mode, en effet, nous pouvons observer une émission non nulle pour $k_{//} = 0$. Elle est cependant beaucoup plus faible que les deux lobes situés de part et d'autre de $k_{//} = 0$.

L'émission du mode de Bloch est finalement moins directive que pour le mode fondamental : 90% de l'émission est réalisée dans un cône d'angle au sommet de près de 22° (voir figure 4.19).

L'exploitation des modes d'ordre supérieur de la cavité à cristal photonique aurait pu permettre d'obtenir une émission centrée en $k_{//} = 0$, en raison des symétries particulières de l'enveloppe. Cependant, le faible taux de couplage du mode avec les modes rayonnés en ce point ne permet pas d'obtenir une émission strictement verticale, au profit d'un plus fort couplage

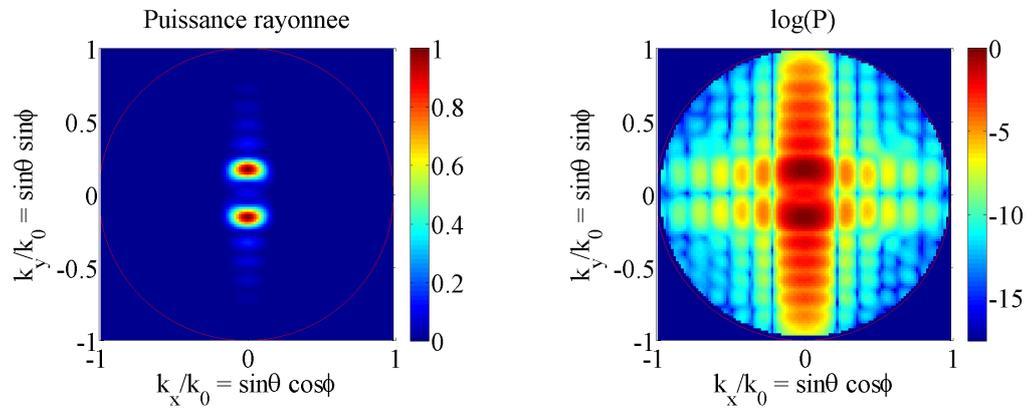


FIGURE 4.18 – Diagramme de rayonnement du mode d'ordre supérieur étudié dans un cristal photonique 1D en échelle linéaire et logarithmique.

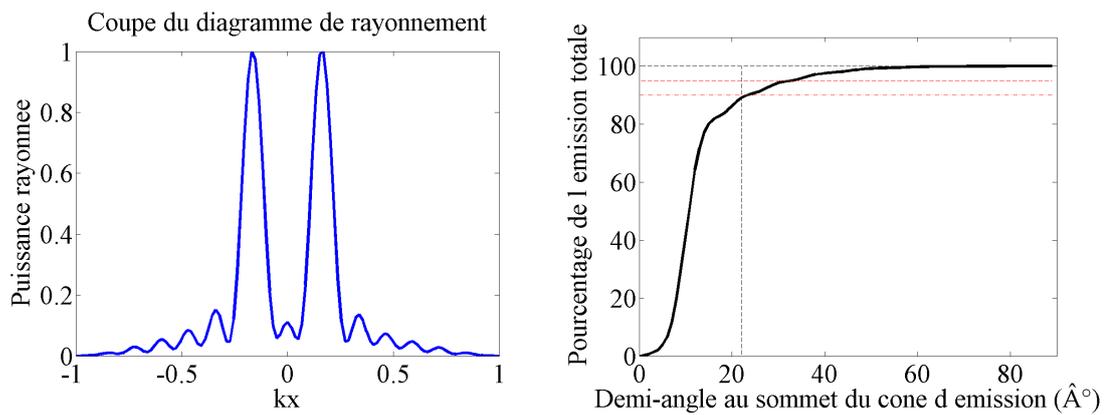


FIGURE 4.19 – Coupe selon $k_x = 0$ dans le diagramme de rayonnement du diagramme de rayonnement de la figure précédente, et pourcentage de l'émission rayonnée en fonction de l'angle d'émission. 90% de l'émission est présente dans un cône de demi angle au sommet 22° .

dans des directions d'émission situées en dehors de la direction verticale⁴.

Afin d'obtenir une émission plus importante pour $k_{//}=0$, il faut envisager une autre stratégie de modification de l'enveloppe.

Modification des frontières : ajout d'une membrane dans le plan

Plutôt que d'exploiter les modes d'ordre supérieur pour obtenir une émission directive, nous allons nous focaliser sur le mode fondamental et agir sur son enveloppe.

Une façon de moduler l'enveloppe du mode fondamental est de modifier les conditions aux frontières. Il est par exemple possible de rendre asymétrique l'enveloppe du mode fondamental de la structure 1D étudiée en ajoutant une membrane d'un côté du cristal photonique, comme cela est représenté sur la figure 4.20.

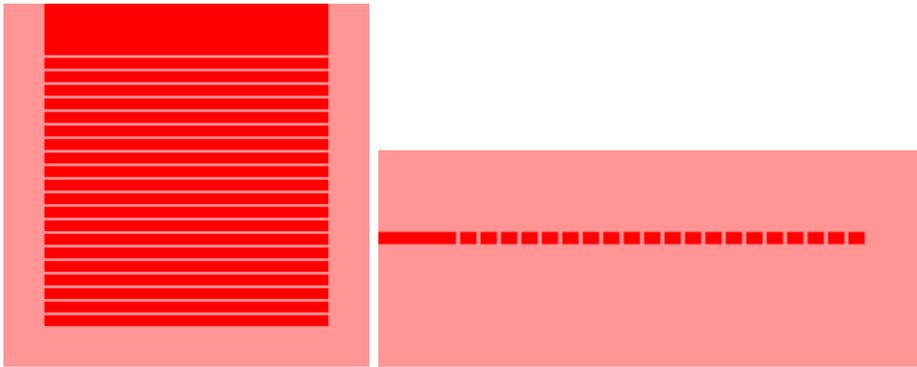


FIGURE 4.20 – Schéma de la structure étudiée pour modifier la symétrie de l'enveloppe du mode de Bloch dans le cristal photonique.

Les cartographies des composantes H_z et E_x du champ dans cette structure pour la résonance du mode fondamental sont données figure 4.21.

Le diagramme de rayonnement de la structure est donné figure 4.22. Il montre une allure semblable au cas de la structure uniforme étudiée en début de chapitre. Cependant, l'intensité des deux lobes est déséquilibrée.

Cette structure peut être vue comme un guide d'onde (la membrane) couplée à un réseau de diffraction : l'émission rayonnée est donc réalisée selon un angle $\theta \neq 0$ (si l'on ne considère que le premier ordre de diffraction). Cette méthode permet donc d'obtenir une émission en champ lointain ne présentant qu'un seul lobe, mais localisé en dehors de la direction purement verticale (pour $k_{//} \neq 0$).

4. La transformée de Fourier spatiale de ce mode d'ordre supérieur présente deux lobes plus éloignés de $k_{//}=0$ que pour le mode fondamental. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que les fréquences spatiales des modes dans une cavité satisfaisaient la relation suivante (en négligeant la phase à la réflexion aux bords) : $k_{//} \approx p \frac{\pi}{L}$, avec L la longueur de la cavité et p un entier. Les directions d'émission pour le mode d'ordre 2 sont donc plus

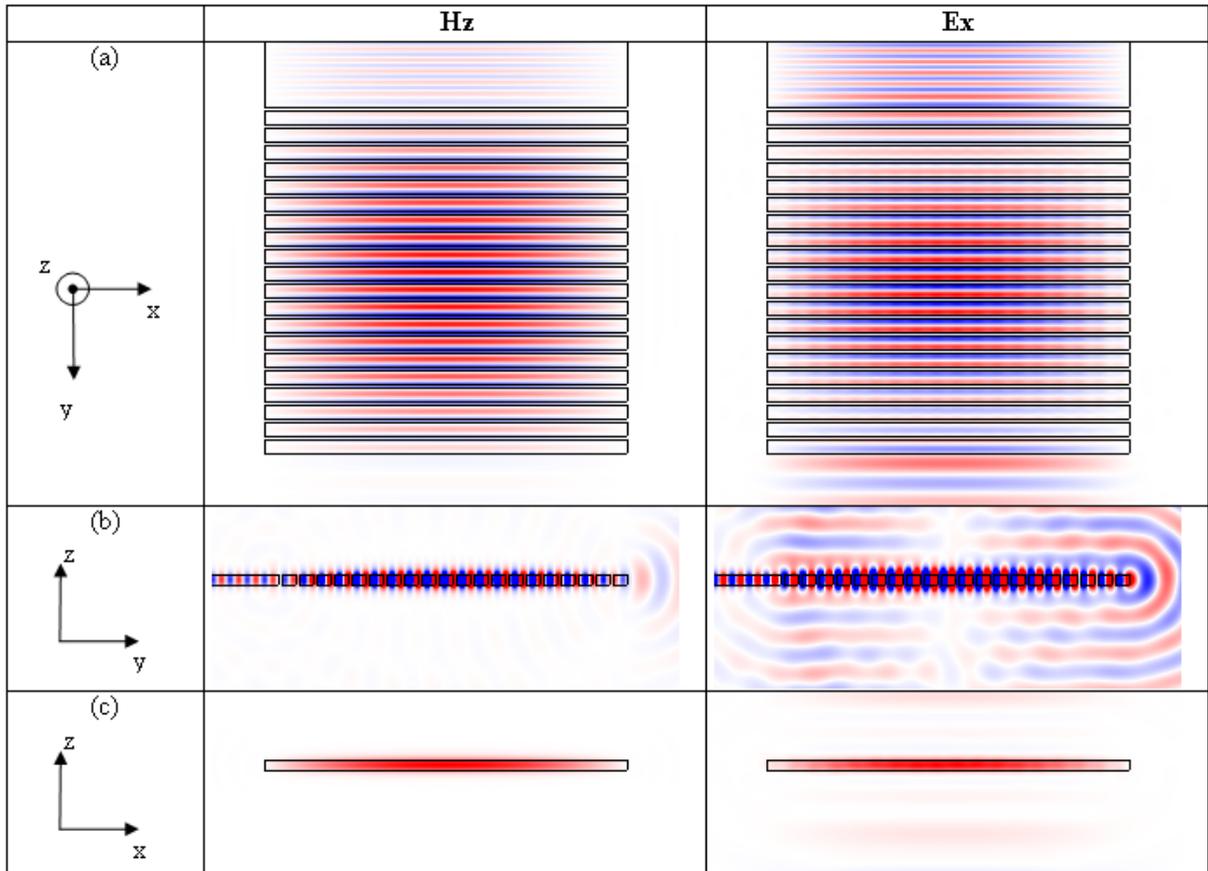


FIGURE 4.21 – Cartographies du mode fondamental dans la structure à cristal photonique asymétrique étudiée.

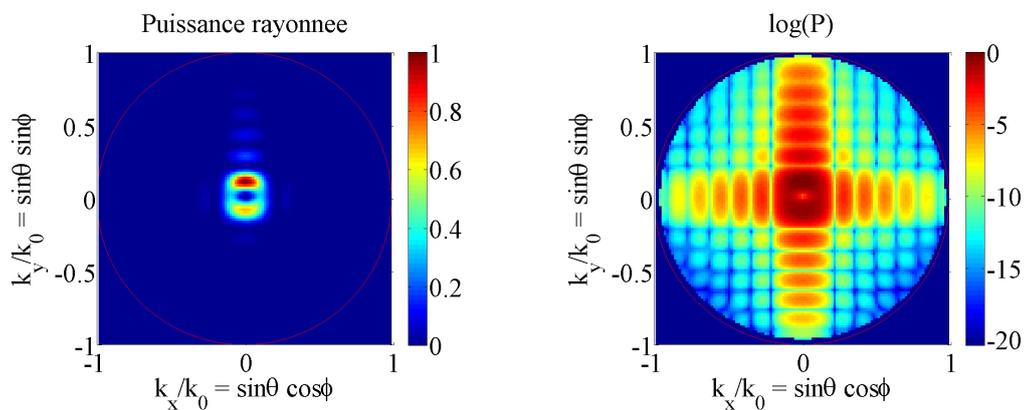


FIGURE 4.22 – Diagramme de rayonnement en échelle linéaire puis logarithmique du mode fondamental de la structure asymétrique étudiée.

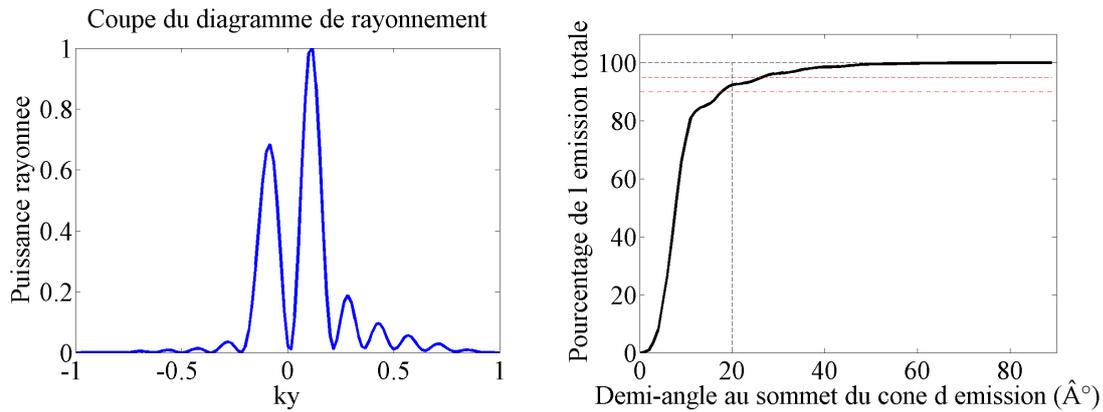


FIGURE 4.23 – Coupe selon $k_x = 0$ dans le diagramme de rayonnement de la figure précédente et pourcentage de l'émission rayonnée en fonction de l'angle d'émission.

En modifiant la symétrie de l'enveloppe, il est possible d'agir sur l'allure du diagramme de rayonnement. Cette modification peut s'effectuer de plusieurs façons :

- *En créant dans le cristal photonique un déphasage sur la distribution du champ, soit en omettant une rangée de trous, soit en utilisant un mode d'ordre supérieur ;*
- *En modifiant les frontières du cristal photonique, afin de lever la symétrie de l'enveloppe.*

4.2.3 Conclusion

Nous venons de voir que pour un mode qui ne se couple pas au point Γ de la courbe de dispersion, le diagramme de rayonnement dans une structure de taille latérale finie présente une émission nulle pour $k_{//} = 0$. Nous avons montré qu'il était possible d'agir sur les symétries de la structure au niveau de la cellule élémentaire ou bien sur les symétries de l'enveloppe du mode, pour modifier l'allure du diagramme de rayonnement. En particulier, nous avons vu qu'il était possible d'obtenir des diagrammes de rayonnement présentant un unique lobe dans deux cas :

- En rompant la symétrie circulaire des piliers (ou des trous) dans un réseau 2D et dans ce cas l'émission est centrée en $k_{//} = 0$;
- En modifiant les frontières d'un cristal photonique 1D de tiges (cela peut également être appliqué à un réseau 2D), dans ce cas l'émission est réalisée avec un angle $\theta \neq 0$.

Cependant, la façon la plus efficace d'obtenir une émission directive centrée en $k_{//} = 0$ semble être de rompre la symétrie au sein même d'une cellule élémentaire. Ces règles de conception sont très générales et peuvent à priori être appliquées à tout type de cristal photonique membranaire supportant un mode de Bloch qui ne se couple pas en Γ .

Nous allons maintenant nous intéresser à quelques résultats expérimentaux concernant l'émission de structures supportant des modes de Bloch situés au dessus du cône de lumière,

éloignées de la normale que pour le mode fondamental.

en particulier ceux qui ne se couplent pas en Γ . Nous décrirons le banc optique utilisé pour l'imagerie du champ lointain dans l'espace de Fourier et discuterons des images obtenues.

4.3 Résultats expérimentaux

4.3.1 Principe de la visualisation expérimentale du diagramme de rayonnement

Afin d'accéder aux directions d'émission des structures à cristaux photoniques dans l'espace de Fourier, nous avons recours au système d'imagerie schématisé sur la figure 4.24. Cette technique est basée sur un montage optique simple, utilisant la capacité d'une lentille à ramener une image située à l'infini dans son plan focal ou plan de Fourier. En effet, chaque direction d'émission d'angle (θ, ϕ) de l'objet est focalisée en un point sur le plan de Fourier. Chaque point du plan de Fourier est alors conjugué à une direction d'émission du mode du cristal photonique.

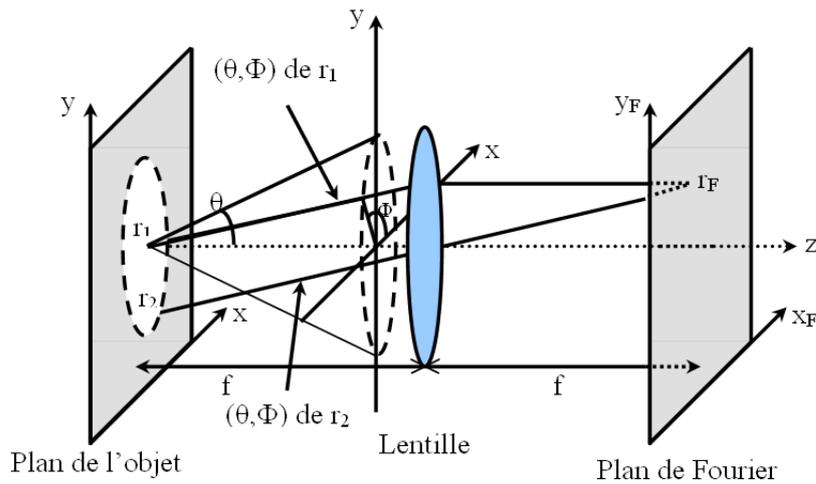


FIGURE 4.24 – Principe de la visualisation du diagramme d'émission des structures (émission dans le plan de Fourier) par une lentille. r_1 et r_2 sont deux rayons d'émission de la structure. Les rayons de mêmes directions (θ, ϕ) convergent en un même point r_F du plan de Fourier.

Le montage expérimental utilisé est représenté sur la figure 4.25. Il permet d'enregistrer, à l'aide d'une caméra CCD le diagramme de rayonnement des structures à cristaux photoniques. Les images du champ lointain sont limitées en angle, par l'ouverture de l'objectif de microscope. C'est pourquoi nous utilisons un objectif de microscope à grande ouverture numérique ($NA = \sin\theta = 0.4$, soit des angles θ accessibles de $\pm 23^\circ$).

Ces images du champ lointain expérimentales nous permettront d'illustrer quelques concepts établis dans la première partie de ce chapitre.

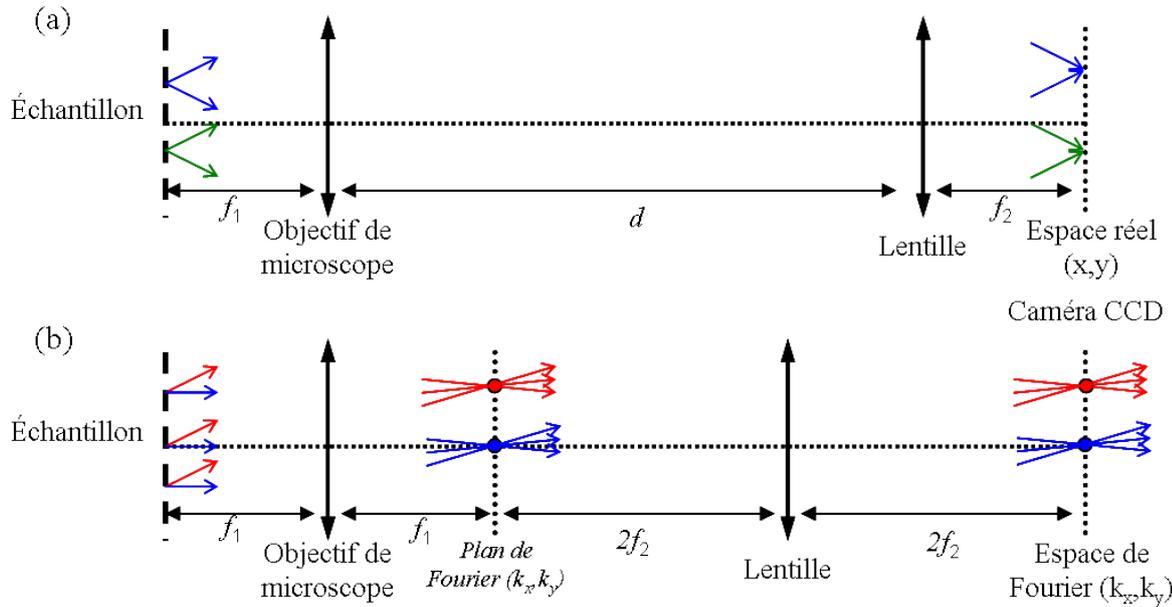


FIGURE 4.25 – Schéma de visualisation utilisé sur le banc de photoluminescence pour l'imagerie de l'espace réel (a) et de Fourier (b) des structures étudiées. L'objectif de microscope a une distance focale de 10mm et La focale de la lentille est de 20cm.

4.3.2 Microlasers à émission par la surface

Nous revenons sur les lasers à cristaux photoniques 2D décrits dans le chapitre 2. En effet, nous avons vu qu'une émission laser était atteinte pour trois modes de la structure et que de plus, il était possible de sélectionner, par la position du spot d'excitation, chacun des modes supportés par le cristal photonique. Nous allons ici étudier les diagrammes de rayonnement de chacun de ces modes à l'aide du banc optique décrit précédemment. Le spectre en régime d'émission stimulée de la structure est rappelé sur la figure 4.26.

Cas du mode fondamental

Le diagramme d'émission dans l'espace de Fourier du mode fondamental est donné figure 4.27. Nous estimons l'incertitude de la mesure à quelques degrés (position de la lentille par rapport à la caméra, focalisation sur l'échantillon...). La quasi totalité de l'émission en champ lointain est réalisée dans un cône d'angle au sommet de 15° environ. Cette image est la signature d'un mode de Bloch situé en Γ et qui ne se couple pas dans la direction verticale. En effet, l'émission du mode est quasiment nulle pour $k_{//} = 0$. D'autre part, l'allure générale en forme d'anneau correspond à celle décrite précédemment.

En réalité, nous n'observons pas un anneau parfait et cela peut être dû soit au spot d'excitation qui peut ne pas être parfaitement circulaire, soit à une légère ellipticité des piliers [88]. En effet, si les piliers ne sont pas parfaitement circulaires, les deux directions dans l'espace de Fourier k_x et k_y ne sont plus équivalentes et l'émission n'est alors plus réalisée de façon isotrope dans

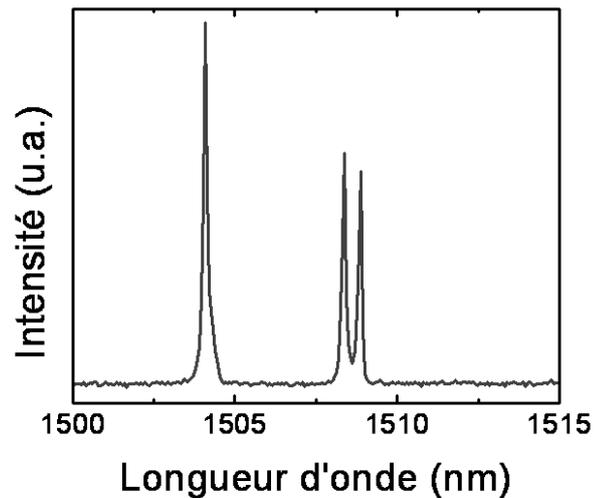


FIGURE 4.26 – Spectre d'émission laser multimode d'une structure de 30×30 piliers d'InP contenant 4 puits quantiques, de période 700nm, d'épaisseur 250nm et de facteur de remplissage d'InP de 50%.

l'espace. Cet effet est d'autant plus marqué que le contraste d'indice est important (les piliers reposent sur un substrat de silice dans l'air).

Cas des deux modes d'ordre supérieur

Nous savons qu'il s'agit en réalité de deux modes dégénérés dont la dégénérescence est levée à cause de la forme de la cavité rectangulaire (voir chapitre 2, et rappel des spectres dans la figure 4.28). Il est donc possible d'observer les contributions de chacun des modes dans l'image du champ lointain. Si les modes étaient parfaitement dégénérés, nous devrions observer le diagramme d'émission de la figure 4.28 en bas à droite avec des lobes de même intensité. La levée de dégénérescence permet d'observer les contributions de chaque mode expérimentalement. Conformément à ce qui a été développé dans la partie précédente, nous observons peu d'émission dans la direction verticale, les maxima étant situés de part et d'autre de $k_{//} = 0$.

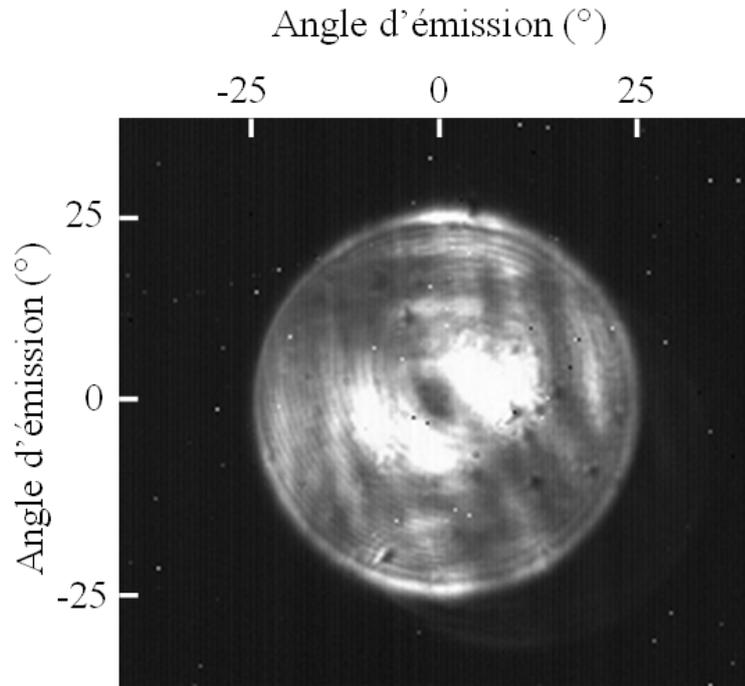


FIGURE 4.27 – Diagramme d'émission en champ lointain du mode fondamental en régime d'émission stimulée.

Pour la structure englobée dans la résine

Dans le cas des structures englobées dans la résine, seul le mode fondamental est présent sur les spectres (cf chapitre 2). L'émission en champ lointain d'une de ces structures est donnée figure 4.29, en espace réel et dans l'espace de Fourier. Elle montre cette fois une allure en anneau beaucoup plus claire que dans le cas précédent où les piliers étaient dans l'air. Dans ce cas, le mode ressent moins les imperfections des bords des piliers, le contraste d'indice étant plus faible.

Note sur les échantillons

Lors des mesures expérimentales, nous observons effectivement un zéro de puissance émise dans la direction verticale. Nous avons vu que si les piliers (ou les trous) ne présentaient pas de symétrie circulaire alors le diagramme de rayonnement pouvait très vite devenir directif dans la direction verticale. La discrétisation choisie était alors très faible : 50nm. Il existe évidemment des imperfections technologiques sur les cristaux photoniques. Cependant, les dimensions des imperfections sont bien inférieures à 50nm et la forme circulaire des piliers est généralement bien respectée. C'est pourquoi nous obtenons des diagrammes de rayonnement conformes à ce qui est attendu.

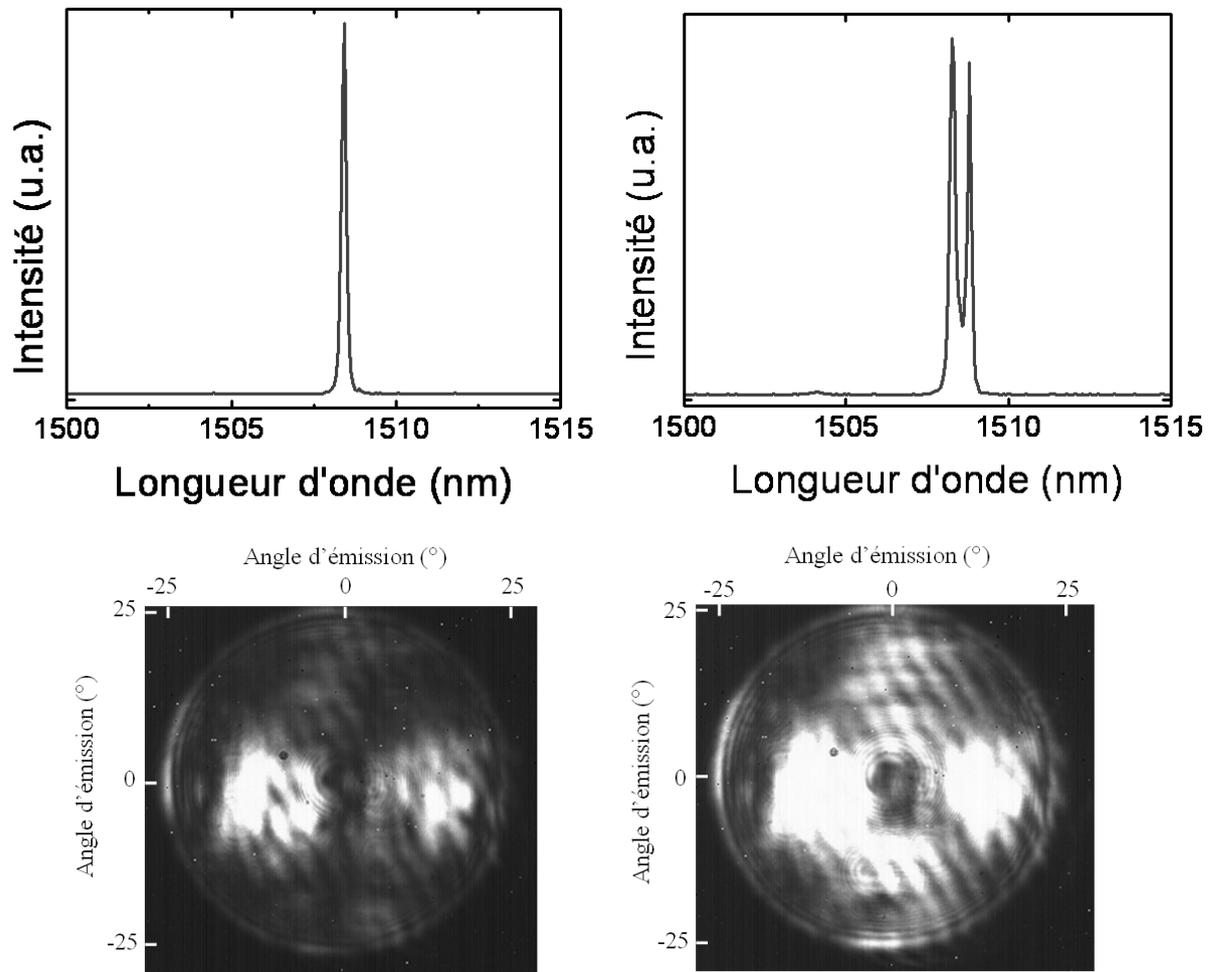


FIGURE 4.28 – Spectres en régime d'émission stimulée du premier mode d'ordre supérieur (à droite) et des deux modes d'ordre supérieur simultanément (à droite). Correspondant à chaque spectre, nous donnons le diagramme d'émission en champ lointain des deux modes. Chaque mode contribue à l'allure du diagramme d'émission. L'échelle d'intensité a été volontairement forcée : l'intensité d'émission des deux modes n'est pas équivalente et pour pouvoir bien observer la contribution du second mode (à 1508.85nm), le temps d'intégration de la caméra a été allongé.

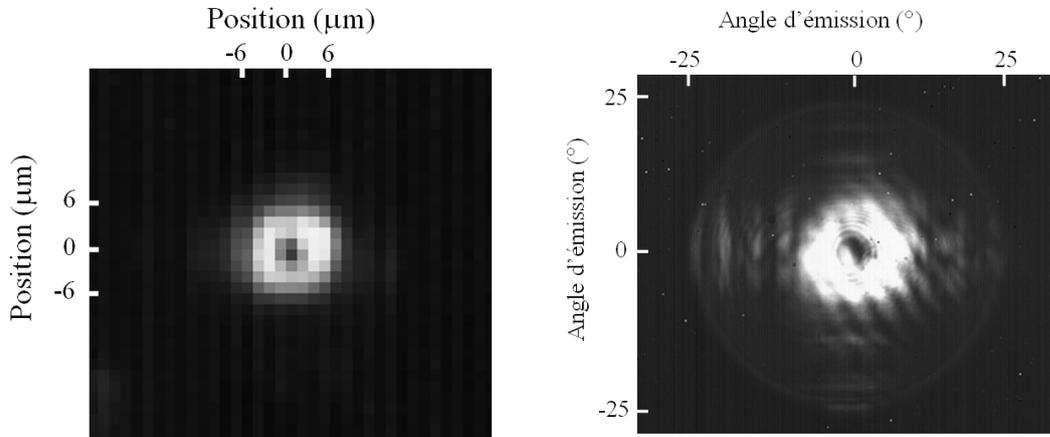


FIGURE 4.29 – Diagramme de rayonnement du mode de Bloch lorsque la structure est englobée dans la résine. Comme sur les précédents diagrammes de rayonnement expérimentaux, des trainées en diagonale apparaissent sur l'image : elles sont dues à l'épaisseur de la lame semi-réfléchissante située devant la caméra.

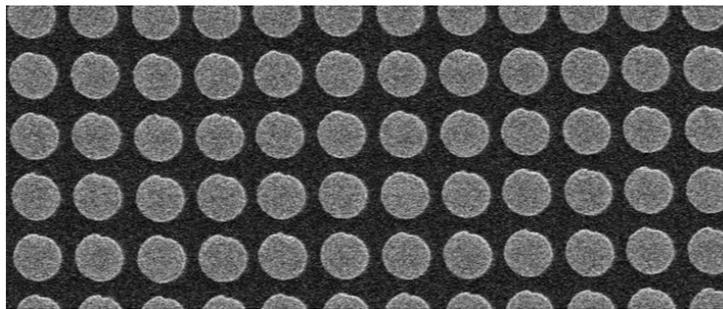


FIGURE 4.30 – Image MEB agrandie des réseaux de piliers réalisés dans une membrane d'InP contenant 4 puits quantiques. Le petit défaut que l'on peut observer sur le haut de certains piliers correspond à la fin du balayage du faisceau d'électrons lors de la lithographie électronique. Il en résulte ce défaut, qui n'est pas suffisamment important pour modifier l'allure du diagramme de rayonnement (cf paragraphe correspondant).

4.4 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre l'émission en champ lointain de mode de Bloch situés au dessus du cône de lumière, en particulier pour ceux qui ne se couplent pas en Γ . L'étude, réalisée en simulations 3D, nous a permis de dégager les paramètres qui régissent l'émission verticale de ces modes. La taille du cristal photonique, la modification de son environnement... peuvent avoir un impact sur l'allure générale du diagramme de rayonnement.

Cependant, ce sont les symétries du mode à la fois au sein du cristal photonique mais aussi au niveau de la cellule élémentaire de celui-ci qui vont déterminer la forme du diagramme de rayonnement. Le contrôle de la répartition spatiale du champ dans le cristal photonique va ainsi permettre de moduler l'émission du mode. Il sera alors possible de rendre directif l'émission d'un mode de Bloch ne se couplant pas verticalement, en rompant la symétrie de la cellule élémentaire. Il est également possible d'obtenir une émission en champ lointain constituée d'un lobe de plus forte d'intensité en rompant la symétrie du mode dans le cristal photonique dans son ensemble (action sur l'enveloppe du mode).

Les résultats expérimentaux réalisés sur les cristaux photoniques étudiés dans le chapitre 2 sont en accord avec les résultats de simulation. Ils confirment qu'une grande partie de l'émission est réalisée dans un cône d'angle au sommet d'un peu plus de 10° .

Cette étude permet ainsi de montrer qu'il est possible d'allier fortes durées de vie des photons dans une membrane à cristal photonique (modes de Bloch ne se couplant pas en Γ) et émission directive et contrôlée. Elle trouvera sa place dans de nombreux domaines exploitant les modes de Bloch dans des cristaux photoniques.

Chapitre 5

Couplage entre un guide d'onde ruban et un cristal photonique

Sommaire

5.1	Couplage entre un guide d'onde et un résonateur supportant un mode <i>stationnaire</i> : un peu de formalisme	152
5.1.1	Couplage monomode	152
5.1.2	Couplage à deux modes dégénérés de symétries opposées	156
5.1.3	Une autre application : Filtre directif vertical (ou filtre “add-drop”)	159
5.2	Conditions de couplage entre un guide et un cristal photonique	163
5.3	Etude des guides d'onde réfractifs en silicium	164
5.4	Couplage au réseau de piliers	165
5.4.1	Conception du guide d'onde pour le couplage au réseau de piliers	167
5.4.2	Etude en fonction de la distance guide-cristal photonique	167
5.4.3	Modes d'ordre supérieur	170
5.4.4	Couplage avec une hétérostructure à piliers	171
5.4.5	Conclusion	172
5.5	Couplage avec une cavité double cristaux photoniques 1D	172
5.5.1	Description de la microcavité et ses originalités	172
5.5.2	Modes présents dans la cavité	174
5.5.3	Conclusion	180
5.6	Add-drop vertical	180
5.6.1	Etude du transfert directif et sélectif en longueur d'onde entre les deux niveaux guides	181
5.6.2	Conclusion	186
5.7	Fabrication des échantillons en silicium, dans la silice	186
5.7.1	Conception des masques	187
5.8	Conclusion	189

L'INTÉGRATION de dispositifs à base de cristaux photoniques dans des circuits photoniques intégrés fait toujours l'objet d'études intensives. Cette intégration passe inévitablement par le couplage entre composants photoniques et guides d'onde. La solution la plus courante consiste à réaliser un couplage par effet tunnel optique entre un dispositif à base de cristaux photoniques, et un guide d'onde diffractif produit généralement par une ligne de défaut dans un cristal photonique uniforme (voir sur la figure 5.1) [89]. Un problème apparaît alors bien souvent : le couplage du guide d'onde diffractif à un guide d'onde réfractif. En effet, les guides d'onde diffractifs présentent des pertes de propagation beaucoup plus grandes que leurs homologues réfractifs (quelques dB/cm [90, 91] contre quelques 0,1dB/cm pour des guides d'onde rubans Si/SiO₂ (état de l'art au LETI-CEA)). D'autre part, ils possèdent une bande spectrale très étroite. Ces contraintes obligent à limiter la propagation de la lumière dans ce type de guide d'onde et à les coupler avec des guides d'ondes rubans, ce qui entraîne des sources de pertes supplémentaires et une technologie de fabrication délicate. D'autre part ce couplage nécessite une conception fine de la frontière guide diffractif/guide réfractif pour obtenir un accord entre les profils de champ de chacun des guides [92, 93]. De plus, dans le cas du couplage latéral entre une cavité à cristal photonique et un guide d'onde diffractif (voir sur la figure 5.1, représentation du cas de couplage le plus largement étudié), la distance de couplage entre le résonateur et le guide doit être un multiple entier de la période du cristal photonique ce qui ajoute une contrainte sur le couplage. Enfin, le couplage résonateur/guide diffractif en configuration planaire impose l'utilisation des mêmes matériaux pour le guide et le résonateur et la même épaisseur de membrane, à moins d'augmenter encore le degré de complexité de la fabrication. Par exemple, l'équipe de Baba [94] a récemment démontré expérimentalement le couplage entre un guide d'onde diffractif passif et un microlaser constitué d'une cavité à cristal photonique (l'image réalisée au microscope électronique de la structure est donnée figure 5.2). Des techniques lourdes de reprises d'épitaxie (MOCVD) ont été nécessaires afin d'associer, sur un même plan, des dispositifs passifs et actifs. En plus de la limitation technologique, ce type de composants reste très sensible aux imperfections technologiques : 30% de l'émission laser a été effectivement couplée au guide, contre 80% prévu théoriquement.

Contrairement aux guides d'ondes diffractifs, les guides d'onde réfractifs (ou guides rubans) présentent plusieurs caractéristiques incontestablement idéales pour le transport de la lumière au sein de circuits intégrés photoniques. Outre leur très faible perte à la propagation, ils fonctionnent sur une large gamme de longueurs d'onde (plusieurs centaines de nm) et leur fabrication est très bien maîtrisée. Ils apparaissent donc comme la solution idéale pour le transport des photons dans un circuit photonique intégré. Il reste à montrer qu'ils sont adaptés au couplage avec des résonateurs à cristaux photoniques.

Le couplage évanescent entre un guide d'onde réfractif et un cristal photonique a fait l'objet de quelques études théoriques et expérimentales : des fibres optiques étirées couplées à des guides d'onde diffractifs constitués d'une ligne de défaut dans un CP 2D membranaire [99, 100] ou bien couplées à une cavité à défaut dans un cristal photonique [101], un guide d'onde réfractif couplé à une microcavité type HX dans une membrane à cristal photonique (étude en simulation

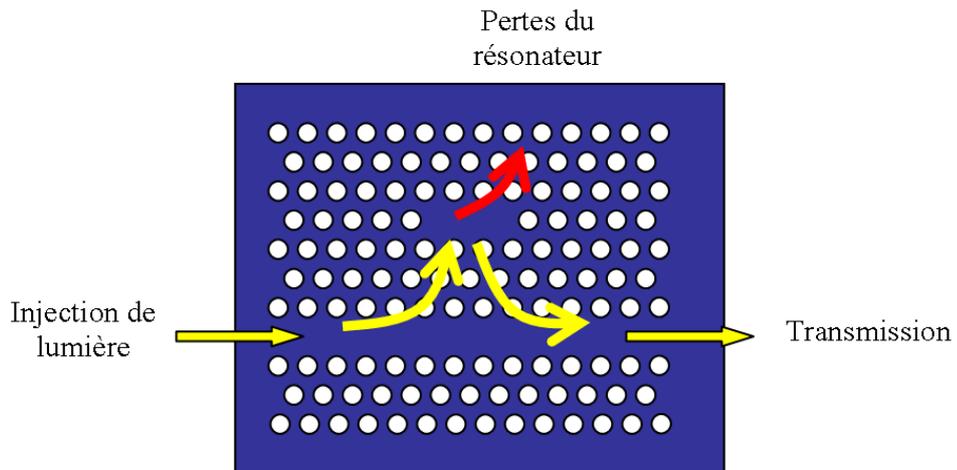


FIGURE 5.1 – Schéma classique du couplage entre un guide d'onde diffractif, créé par l'omission d'une rangée de trous dans un cristal photonique à maille triangulaire, et une cavité, réalisée ici par l'omission de 3 trous. Différentes géométries de cavités peuvent être trouvées dans la littérature [95, 96, 97, 98].

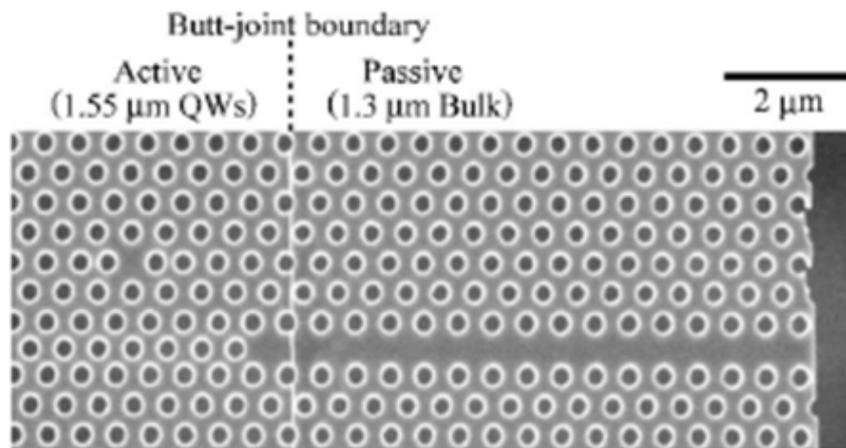


FIGURE 5.2 – Microcavité laser à cristal photonique (composant actif) couplée à un guide d'onde diffractif passif (d'après [94]). Ce type de composant requière des techniques lourdes de fabrication pour une efficacité limitée (extrême sensibilité aux imperfections technologiques).

seulement) [102] ou encore un couplage latéral avec des modes de Bloch au dessous de la ligne de lumière dans une membrane à CP 2D de trous [103]. Cette dernière étude n'a été réalisée qu'en simulation 2D. Dans tous ces exemples, aucun des résonateurs étudiés ne présente de diagramme de rayonnement directif et contrôlé. Le principal intérêt du couplage entre un guide réfractif et un mode de Bloch situé au dessus du cône de lumière concerne la possibilité pour la lumière se propageant dans le guide d'être couplée au mode de Bloch puis d'être émise de façon tout à fait contrôlée dans la direction verticale (cf chapitre 4). De plus, dans la majorité des publications, la configuration est généralement planaire ne permettant pas la communication entre plusieurs niveaux d'un circuit optique.

Dans ce chapitre, nous étudierons le couplage entre un guide d'onde réfractif et des dispositifs à base de cristaux photoniques. Il s'agira de coupler un mode se propageant dans le guide d'onde à un mode de Bloch stationnaire et délocalisé d'un cristal photonique. Nous déterminerons les conditions d'extraction maximale de la lumière du guide vers l'extérieur, par l'intermédiaire du cristal photonique. Nous décrirons plus particulièrement ce couplage dans le cas d'un cristal photonique membranaire à réseaux de piliers et dans le cas d'une microcavité à double cristaux photoniques 1D. Nous verrons que de très fortes efficacités de couplage sont possibles, et que la communication sélective en longueur d'onde et directive entre plusieurs niveaux d'un circuit photonique peut être envisagée. Enfin, nous décrirons les étapes de fabrication et expliquerons le procédé de caractérisations des dispositifs couplés.

5.1 Couplage entre un guide d'onde et un résonateur supportant un mode *stationnaire* : un peu de formalisme

5.1.1 Couplage monomode

Dans un premier temps, nous allons décrire le couplage entre un guide d'onde réfractif et un résonateur à l'aide de la théorie des modes couplés temporelle. Celle-ci nous permettra de comprendre la phénoménologie du couplage, les quantités mises en jeu ainsi que les résultats attendus sur un tel couplage. Elle nous permettra de déterminer en particulier les puissances réfléchie et transmise dans le guide lorsque celui-ci est couplé à un cristal photonique 2D. Ces valeurs nous permettront de connaître les conditions pour lesquelles l'extraction de la lumière du guide vers l'extérieur est optimale.

La configuration de couplage considérée dans cette étude est schématisée figure 5.3. Elle comprend un guide d'onde placé à proximité d'un résonateur. Ces deux objets sont suffisamment proches pour qu'un couplage évanescent ait lieu. L'interaction entre le guide et le résonateur s'établit sur toute la distance L que l'on appelle la longueur d'interaction. Sur l'ensemble de la zone L , les champs du mode du guide et du mode du résonateur se recouvrent partiellement. La lumière qui se propage dans le guide d'onde peut être partiellement couplée au résonateur

5.1. Couplage entre un guide d'onde et un résonateur supportant un mode stationnaire : un peu de formalisme

puis restituée au guide dans le même sens de propagation (transmission) ou dans le sens inverse (réflexion) ; enfin, la lumière couplée au résonateur peut être redirigée dans les modes du continuum rayonné (extraction). Dans un premier temps, on supposera que les pertes par diffraction dues au couplage (aux interfaces entre le guide et le résonateur ou d'autres pertes) sont négligeables, de sorte que l'efficacité d'extraction soit définie par : $\eta_{extraction} = 1 - R - T$. Nous chercherons les conditions de couplage pour lesquelles cette efficacité est maximale.

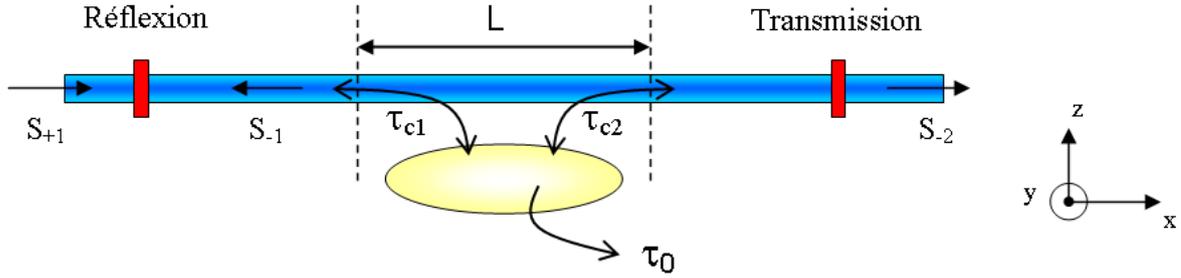


FIGURE 5.3 – Schéma du couplage et introduction des quantités mises en jeu.

Dans notre exemple, représenté figure 5.3, le résonateur supporte un seul mode dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt : son amplitude est notée a et ses pertes intrinsèques sont caractérisées par une durée de vie $\tau_0/2$ des photons dans le résonateur avant qu'ils ne s'en échappent. Le facteur de qualité du résonateur seul est donc défini par : $Q_0 = \omega\tau_0/2$. Le guide d'onde est également monomode dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. L'amplitude de l'onde incidente dans le guide est notée S_{+1} , celle de l'onde réfléchie S_{-1} et celle de l'onde transmise S_{-2} . La force du couplage est caractérisée par les durées de vie τ_{c1} et τ_{c2} correspondant à la durée de vie des photons dans le résonateur avant qu'ils ne s'échappent dans chacun des bras du guide d'onde. Si le couplage du mode stationnaire dans chacun des bras du guide d'onde est équivalent (ce qui est le cas pour un système symétrique), on aura alors $\tau_{c1} = \tau_{c2} = \tau_c$. On définit alors un facteur de qualité de couplage : $Q_c = \omega\tau_c/2$. Le facteur de qualité total s'écrira donc : $Q_{total}^{-1} = Q_0^{-1} + Q_c^{-1}$.

L'évolution temporelle de l'amplitude du mode du résonateur s'écrit alors [104] :

$$\frac{da}{dt} = (j\omega_0 - \frac{1}{\tau_0} - \frac{1}{\tau_c})a + \kappa_1 S_{+1} \quad (5.1)$$

Où ω_0 est la fréquence de résonance, κ_1 le coefficient de couplage associé au mode se propageant dans le guide. κ_1 n'est rien d'autre que l'intégrale de recouvrement des champs électriques du guide d'onde E_g et du mode du résonateur E_0 :

$$\kappa_1 = -j\frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{x_1}^{x_2} dx \iint dy dz (n^2 - n_0^2) \mathbf{E}_0^*(x, y, z) \mathbf{E}_g(y, z) e^{-j\beta(x-x_1)} \quad (5.2)$$

Où n_0 est l'indice de réfraction du résonateur, n l'indice de l'environnement du résonateur, perturbé par la présence du guide, β la constante de propagation du mode du guide d'onde. Il est intéressant de noter que le recouvrement dépend de la longueur d'interaction L , de la distance bord à bord entre le guide et le résonateur (suivant z , nous verrons plus tard cette variation) et également du profil de chacun des champs électriques du guide et du résonateur.

La conservation de l'énergie permet de relier κ_1 à τ_c :

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{2}{\tau_c}} e^{j\phi_c} \quad (5.3)$$

Où ϕ_c est la différence de phase entre les modes du guide et du résonateur.

On montre également que les ondes sortantes S_{-1} et S_{-2} peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$\begin{aligned} S_{-1} &= -e^{-j\beta L} \kappa_2^* a \\ S_{-2} &= -e^{-j\beta L} (S_{+1} - \kappa_1^* a) \end{aligned} \quad (5.4)$$

La combinaison des équations 5.4, 5.3 et 5.1 permet de calculer dans l'état stationnaire les expressions de la réflexion et la transmission dans le guide :

$$\begin{aligned} \frac{S_{-1}}{S_{+1}} \equiv r &= \left(\frac{\frac{1}{\tau_c}}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c}} \right) \\ \frac{S_{-2}}{S_{+1}} \equiv t &= \left(1 - \frac{\frac{1}{\tau_c}}{j(\omega - \omega_0) + \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_c}} \right) \end{aligned} \quad (5.5)$$

A la résonance, les puissances réfléchiée et transmise s'écrivent en fonction des durées de vie caractérisant le couplage :

$$\begin{aligned} |r|^2 \equiv R &= \left(\frac{1}{1 + \tau_c/\tau_0} \right)^2 \quad \text{soit} \quad R = \left(\frac{Q_0}{Q_0 + Q_c} \right)^2 \\ |t|^2 \equiv T &= \left(\frac{1}{1 + \tau_0/\tau_c} \right)^2 \quad \text{soit} \quad T = \left(1 - \frac{Q_0}{Q_0 + Q_c} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.6)$$

L'évolution de R , T dans le guide et $\eta_{\text{extraction}}$, à la résonance, est donnée figure 5.4 en fonction du rapport entre τ_c et τ_0 .

Règles de conception des composants : Filtre ou extracteur ?

Les courbes de la figure 5.4 décrivent plusieurs modes de fonctionnement du système en fonction du rapport entre τ_c et τ_0 :

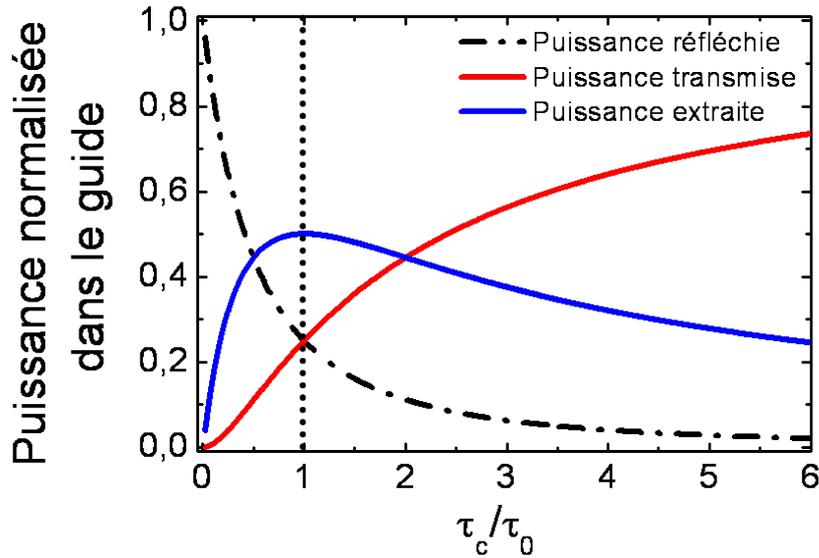


FIGURE 5.4 – Puissances réfléchie, transmise et extraite du guide en fonction du rapport entre les durées de vie du couplage et du résonateur dans le cas d'un couplage entre un résonateur et un guide monomode.

- Lorsque $\tau_c/\tau_0 \ll 1$, c'est-à-dire lorsque le couplage guide-résonateur est plus important que les pertes intrinsèques du résonateur (couplage fort), la puissance réfléchie dans le guide devient importante tandis que la transmission diminue. Lorsque l'on a $\tau_c/\tau_0 \approx 0$, le composant réalisé est un filtre (voir figure 5.5 pour un exemple de filtre constitué par un guide d'onde réfractif une cavité à cristal photonique, et [105]). Dans cette étude, nous ne nous sommes pas attachés à la réalisation de ce type de composants.
- Lorsque $\tau_c/\tau_0 = 1$, les pertes par couplage sont égales aux pertes du résonateur seul. Les puissances transmise et réfléchie valent toutes deux 25% et la puissance qui peut être extraite du guide vers l'extérieur par l'intermédiaire du résonateur atteint un maximum de 50%. En ce point, le facteur de qualité du résonateur couplé vaut : $Q_{\text{total}} = Q_0/2$.
- Lorsque $\tau_c/\tau_0 \gg 1$, la puissance transférée du guide vers le résonateur est négligeable et ces deux structures s'ignorent.

De manière générale, τ_0 étant fixé par les propriétés du résonateur, c'est la force de couplage ($1/\tau_c$) que l'on peut faire varier en modifiant la distance entre le guide et le résonateur et qui déterminera donc la fonctionnalité du composant.

Lorsque la distance entre le guide et le résonateur varie, le recouvrement entre les champs évanescents du guide et du résonateur est modulé. En fonction de cette distance, le facteur de qualité du résonateur couplé présentera une variation de la forme :

$$Q_{\text{total}} = \frac{Q_0}{1 + \frac{Q_0}{Q_c(d)}} \quad \text{avec} \quad Q_c(d) \approx Q_{c0}e(\alpha d) \quad (5.7)$$

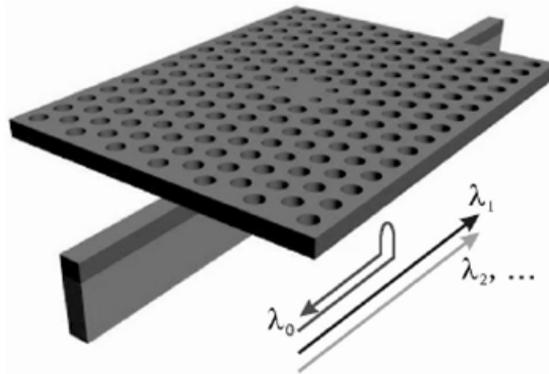


FIGURE 5.5 – Principe du filtre optique à cristal photonique. Le résonateur est une cavité constituée par un trou manquant [106] couplé à un guide d'onde réfractif [105]. A la résonance, 85% de la lumière est réfléchi dans le guide ($Q=1840$).

Nous retrouverons cette variation plus tard lors de l'étude du dispositif à l'aide de calculs 3D.

Lors du couplage entre un guide d'onde et un résonateur supportant un seul mode stationnaire, seulement 50% de la lumière se propageant dans le guide peut être extraite. Dans quelles conditions obtient-on 100% d'extraction ?

5.1.2 Couplage à deux modes dégénérés de symétries opposées

Dans ce paragraphe, nous montrerons qu'une extraction totale peut être obtenue en créant des états résonants de symétries opposées dans le résonateur [104, 107, 108]. On considère désormais un résonateur supportant deux modes dégénérés, c'est-à-dire deux modes situés exactement à la même fréquence mais dont la répartition du champ possède des symétries opposées par rapport à un plan miroir situé perpendiculairement au guide d'onde (voir figure 5.6). Les durées de vie de couplage associées à chacun des modes sont définies par : τ_{cs} , pour le mode symétrique et τ_{ca} pour le mode antisymétrique. La durée de vie des photons dans chacun des modes s'écrit τ_{0s} pour le mode symétrique et τ_{0a} pour le mode antisymétrique. L'amplitude du mode symétrique est notée a_s et celle du mode antisymétrique a_a .

En reprenant l'analyse précédente réalisée sur un résonateur strictement monomode, les équations régissant l'évolution de l'amplitude de chacun des modes dans le résonateur s'écrivent

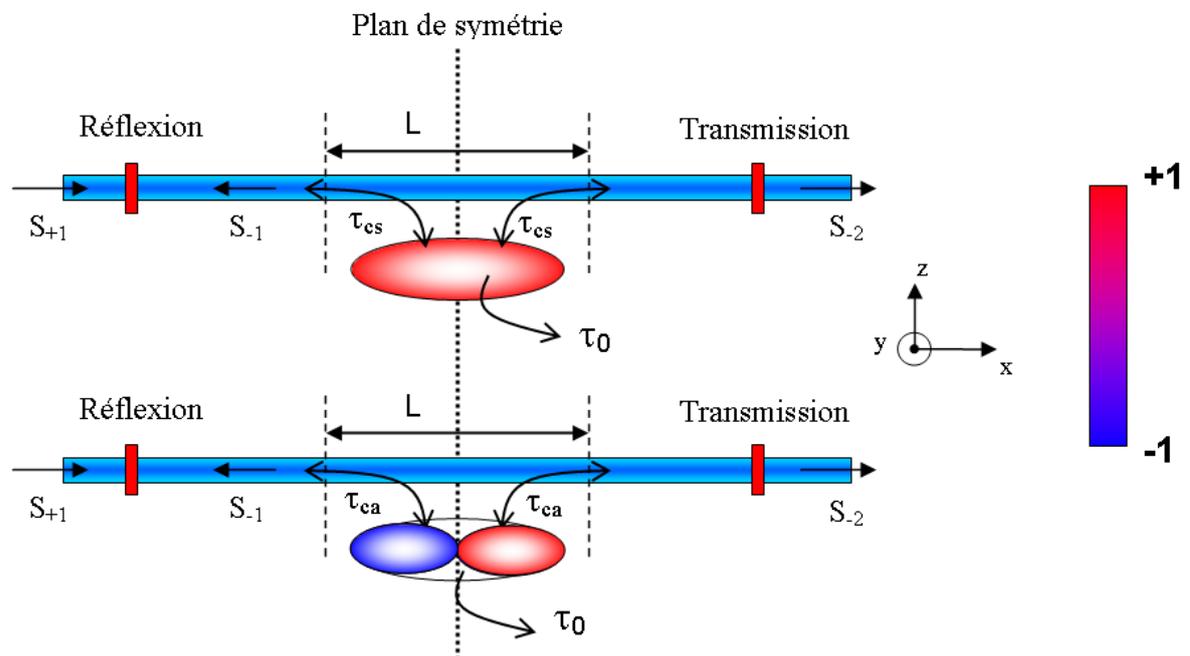


FIGURE 5.6 – Représentation schématique du couplage entre un guide et un résonateur supportant deux modes dégénérés de symétries opposées. Définition des différentes quantités mises en jeu, des durées de vie du résonateur seul (τ_0) et du couplage (τ_c) pour chacun des modes symétrique et antisymétrique.

dans le cas présent :

$$\begin{aligned}\frac{da_s}{dt} &= \left(j\omega_s - \frac{1}{\tau_{0s}} - \frac{1}{\tau_{cs}} \right) a + \kappa_s S_{+1} \\ \frac{da_a}{dt} &= \left(j\omega_a - \frac{1}{\tau_{0a}} - \frac{1}{\tau_{ca}} \right) a + \kappa_a S_{+1}\end{aligned}\tag{5.8}$$

Où $\omega_{s,a}$ sont les fréquences de résonance du mode symétrique et antisymétrique respectivement et où les coefficients de couplage κ_s et κ_a valent :

$$\kappa_{s,a} = \sqrt{\frac{2}{\tau_{cs,ca}}} e^{j\phi_{ca,cs}}\tag{5.9}$$

Les amplitudes des ondes sortantes s'écrivent dans ce cas :

$$\begin{aligned}S_{-1} &= e^{-j\beta L} (\kappa_a^* a_a - \kappa_s^* a_s) \\ S_{-2} &= e^{-j\beta L} (S_{+1} - \kappa_s^* a_s - \kappa_a^* a_a)\end{aligned}\tag{5.10}$$

De la même façon que précédemment, il est possible de calculer les coefficients de réflexion et de transmission dans le guide lors du couplage :

$$\begin{aligned}\frac{S_{-1}}{S_{+1}} \equiv r &= \left(\frac{\frac{1}{\tau_{cs}}}{j(\omega - \omega_s) + \frac{1}{\tau_{0s}} + \frac{1}{\tau_{cs}}} - \frac{\frac{1}{\tau_{ca}}}{j(\omega - \omega_a) + \frac{1}{\tau_{0a}} + \frac{1}{\tau_{ca}}} \right) \\ \frac{S_{-2}}{S_{+1}} \equiv t &= \left(1 - \frac{\frac{1}{\tau_{cs}}}{j(\omega - \omega_s) + \frac{1}{\tau_{0s}} + \frac{1}{\tau_{cs}}} - \frac{\frac{1}{\tau_{ca}}}{j(\omega - \omega_a) + \frac{1}{\tau_{0a}} + \frac{1}{\tau_{ca}}} \right)\end{aligned}\tag{5.11}$$

Par définition de modes dégénérés, ils possèdent la même fréquence : $\omega_s = \omega_a$, et leurs durées de vie (ou la partie imaginaire de leurs fréquences) sont identiques : $\tau_{0s} = \tau_{0a} = \tau_0$, $\tau_{cs} = \tau_{ca} = \tau_c$. Lorsque ces conditions sont remplies, on obtient $R=0$ sur toute la bande passante du résonateur. En particulier, à la résonance, lorsque $\omega = \omega_0$ la transmission dans le guide vaut :

$$T = \left(\frac{1 - \tau_0/\tau_c}{1 + \tau_0/\tau_c} \right)^2\tag{5.12}$$

L'évolution de T, R et de la puissance extraite pour ce cas est donné figure 5.7.

Remarquons que la réflexion dans le guide est toujours nulle, ce qui montre que la combinaison de deux modes stationnaires dégénérés peut être vue comme un seul mode propagatif.

Contrairement au cas précédent, on observe ici que si le taux de pertes du résonateur seul est égal au taux de pertes induit par le couplage au guide ($\tau_c = \tau_0$), il est possible d'obtenir 100% d'extraction. La lumière extraite du guide d'onde aux longueurs d'onde de résonance de la cavité

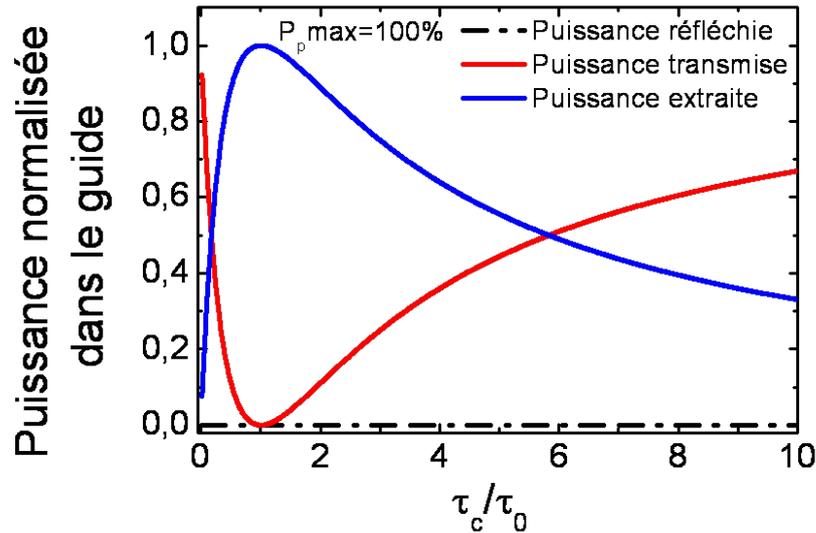


FIGURE 5.7 – Puissances réfléchie, transmise et extraite dans le guide en fonction du rapport entre les durées de vie de couplage et du résonateur seul dans le cas du couplage entre un guide et un résonateur supportant deux modes dégénérés de symétries opposées.

est ensuite émise, par l'intermédiaire du résonateur, dans toutes les directions de l'espace. La directivité de l'émission est donc contrôlée par les propriétés du résonateur. Dans le cas de la microcavité verticale, bien qu'une partie des pertes soit latérales, la majorité de l'émission est réalisée dans la direction verticale.

L'exploitation de modes dégénérés avec des répartitions du champ ayant des symétries opposées peut être mise à profit pour la réalisation de composants pouvant extraire 100% de la lumière se propageant dans un guide d'onde.

La puissance extraite du guide est ensuite émise vers l'extérieur avec des directions d'émission définies par le diagramme de rayonnement du cristal photonique. En plus de composants de type "coupleur" tels qu'évoqués ici, d'autres dispositifs peuvent être réalisés en utilisant le principe du couplage entre un guide d'onde et un résonateur possédant deux modes dégénérés.

5.1.3 Une autre application : Filtre directif vertical (ou filtre "add-drop")

Le principe du filtre add-drop, schématisé sur la figure 5.8, permet le transfert sélectif et directif de la lumière se propageant d'un premier guide d'onde ("Bus") vers un second guide ("Drop") par l'intermédiaire d'un résonateur. Les symétries des modes présents dans le résonateur à la résonance vont imposer le mode de fonctionnement de ce filtre (figure 5.9).

Nous avons schématisé sur la figure 5.9 les différents modes de fonctionnement du add-drop en fonction des symétries des modes du résonateur. Cela permet de comprendre, de manière intuitive, le mécanisme du couplage dans un tel dispositif. Les inhibitions ou les renforcements

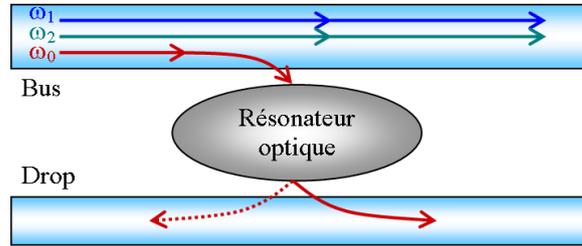


FIGURE 5.8 – Représentation schématique du fonctionnement d'un add-drop.

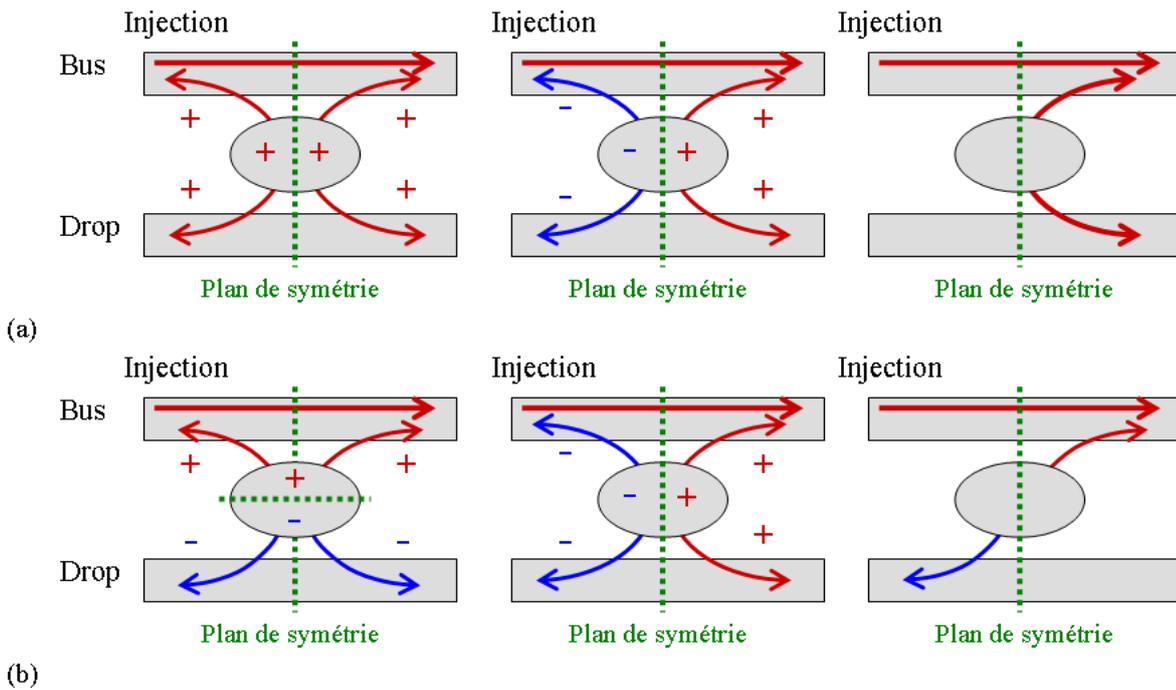


FIGURE 5.9 – Processus de couplage entre un résonateur supportant deux modes dégénérés et deux guides d'onde situés de part et d'autre du résonateur. (a) Les deux modes dégénérés sont symétriques par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et anti-symétriques par rapport à un plan de symétrie transverse aux guides d'onde. (b) Les deux modes dégénérés sont anti-symétriques par rapport à un plan parallèle aux guides d'onde et transverse aux guides d'onde. D'après [107].

de signal transmis ou réfléchi dans les deux guides d'onde proviennent des oppositions de phase qui existent entre les modes, qui sont de symétries opposées.

Afin d'inhiber le signal réfléchi dans le guide bus, il est nécessaire que les modes présentent des symétries de champ opposées par rapport à un plan transverse aux guides. A cause de l'opposition de phase entre les deux modes du résonateur dans cette direction, les amplitudes des modes s'annulent et aucun signal réfléchi n'est possible (plus de détails concernant ces processus de couplage peuvent être trouvés dans [107, 108]).

La direction du transfert dépend quant à elle des symétries des deux modes du résonateur selon un plan de symétrie parallèle aux guides d'onde. Lorsque les deux modes sont symétriques par rapport à ce plan (figure 5.9 (a)) tout le signal est transféré vers l'avant dans le guide drop. A l'inverse (figure 5.9 (b)), si les deux modes ont des symétries opposées par rapport à ce plan, tout le signal est transféré vers l'arrière dans le drop.

De même que dans le cas du couplage entre un résonateur et un seul guide d'onde, nous pouvons appliquer la théorie des modes couplés temporelle au cas du add-drop. Celle-ci nous permet de déterminer les proportions de puissances transférées dans chacun des bras du dispositif à la résonance, en fonction des durées de vie et des fréquences des deux modes dégénérés du résonateur. Les notations restent les mêmes que précédemment : les fréquences du mode symétrique et antisymétrique s'écrivent respectivement ω_s et ω_a , les durées de vie des modes symétrique et antisymétrique seuls τ_{0s} et τ_{0a} , et les durées de vie de couplage associées à chacun de ces modes τ_{cs} et τ_{ca} . Nous ne développerons pas le calcul (il peut être trouvé dans [104]), mais nous donnons néanmoins les résultats dans le cas du processus de couplage décrit dans la figure 5.9 (a), où les modes sont de symétries opposées suivant un plan perpendiculaire aux guides. Dans ce cas, la réponse du filtre en puissance est la suivante :

$$\begin{aligned}
 R = D_{\text{arrière}} &= \left(\frac{1/\tau_{cs}}{j(\omega - \omega_s) + \frac{2}{\tau_{cs}} + \frac{1}{\tau_{0s}}} - \frac{1/\tau_{ca}}{j(\omega - \omega_a) + \frac{2}{\tau_{ca}} + \frac{1}{\tau_{0a}}} \right) \\
 T &= \left(1 - \frac{1/\tau_{cs}}{j(\omega - \omega_s) + \frac{2}{\tau_{cs}} + \frac{1}{\tau_{0s}}} - \frac{1/\tau_{ca}}{j(\omega - \omega_a) + \frac{2}{\tau_{ca}} + \frac{1}{\tau_{0a}}} \right) \\
 D_{\text{avant}} &= \left(\frac{1/\tau_{cs}}{j(\omega - \omega_s) + \frac{2}{\tau_{cs}} + \frac{1}{\tau_{0s}}} + \frac{1/\tau_{ca}}{j(\omega - \omega_a) + \frac{2}{\tau_{ca}} + \frac{1}{\tau_{0a}}} \right)
 \end{aligned} \tag{5.13}$$

Où l'on note R et T les puissances réfléchie et transmise respectivement, dans le guide d'onde bus, $D_{\text{arrière}}$ et D_{avant} les puissances transférées dans le guide d'onde drop vers l'arrière et vers l'avant respectivement.

Des équations 5.13, on voit apparaître la relation $R = D_{\text{arrière}}$ sur toute la bande passante du

filtre. A la résonance, et si les deux modes sont parfaitement dégénérés (c'est-à-dire si $\omega_s = \omega_a$, $\tau_{0s} = \tau_{0a}$, on obtient $R = D_{\text{arrière}} = 0$ et les valeurs des puissances transmises dans le guide d'onde bus et transférée vers l'avant dans le guide d'onde drop s'écrivent :

$$\begin{aligned} T &= \left(1 - \frac{1}{1+\tau_c/2\tau_0}\right)^2 \\ D_{\text{avant}} &= \left(\frac{1}{1+\tau_c/2\tau_0}\right)^2 \end{aligned} \quad (5.14)$$

Un transfert maximal dans le guide d'onde drop est obtenu lorsque τ_0 tend vers l'infini. L'efficacité du composant dépendra donc essentiellement du facteur de qualité du résonateur. Dans le cas de la conception d'un composant de type add-drop, la condition de transfert maximal d'un niveau à l'autre est donc différente de celle obtenue dans le cas d'un composant de type extracteur (d'un niveau guide d'onde vers l'extérieur).

Nous reviendrons plus longuement sur les équations 5.14 lorsque nous étudierons la possibilité de réaliser un filtre add-drop composé de deux guides d'onde réfractif et d'une microcavité à double cristaux photoniques. Elles nous permettront, à partir des résultats de simulations 3D nous donnant les valeurs des fréquences et des durées de vie des deux modes dégénérés seuls et couplés, de prévoir la valeur de la puissance transférée du premier niveau (guide d'onde bus) au second niveau (guide d'onde drop).

De nombreuses configurations de add-drop peuvent être trouvées dans la littérature. Les plus classiques utilisent des micro-disques comme résonateur. Les exemples sont nombreux et nous ne nous attarderons pas dessus. En revanche, quelques filtres add-drop exploitent également des modes résonants stationnaires dans des cavités à cristaux photoniques. Dans tous les cas (à notre connaissance), les guides d'onde sont diffractifs. D'autre part, il est très difficile d'obtenir deux modes dégénérés et dont les symétries seraient compatibles pour un fonctionnement de type add-drop, dans des cristaux photoniques. Cela requièrent généralement de lourdes et complexes campagnes de simulations (conception fine de la cavité à cristal photonique, par modification de sa géométrie, de ses contours, du facteur de remplissage...). Néanmoins quelques résultats probants, généralement de simulations et tous dans une configuration planaire, montrent la faisabilité d'un add-drop dont le résonateur serait un cristal photonique [109, 110, 111]. Une réalisation expérimentale, par l'équipe de Notomi et *al.* a montré près de 80% de puissance transférée vers l'avant dans le guide d'onde drop [90]. Le résonateur est une cavité linéique de 10 trous manquants (voir figure 5.10) dont la conception fine et l'exploitation de modes optiques lents a permis d'accéder à deux modes dégénérés dans la cavité dont les symétries étaient compatibles pour un fonctionnement de type add-drop.

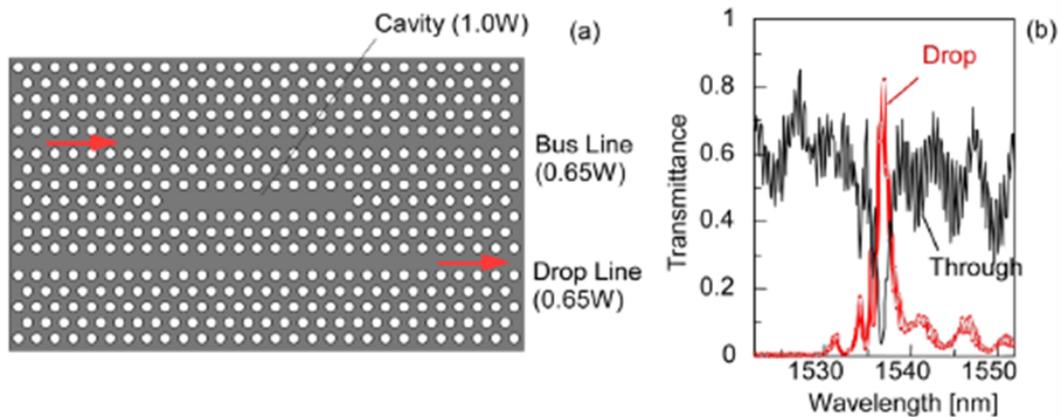


FIGURE 5.10 – Exemple de réalisation expérimentale d'un filtre add-drop constitué de deux guides d'onde diffractifs et d'une cavité linéique dans un cristal photonique membranaire. Un peu plus de 80% de la puissance se propageant dans le guide d'onde bus a été transférée dans le guide d'onde drop, vers l'avant, autour de $1.55\mu\text{m}$ [90].

5.2 Conditions de couplage entre un guide et un cristal photonique

Comme dans le cas du couplage entre deux guides d'onde [112], le couplage évanescent entre le mode du guide d'onde et le mode de Bloch du cristal photonique sera maximum si l'on réalise l'accord, à la longueur d'onde de résonance, entre le vecteur d'onde de propagation β du mode guidé et la projection sur l'axe du guide du vecteur d'onde $k_{//}$ du mode de Bloch. Dans le cas étudié ici, il s'agit de réaliser l'accord entre le mode guidé, situé, par définition, sous le cône de lumière, avec un mode de Bloch dont le vecteur d'onde est situé à l'inverse, au dessus du cône de lumière. A première vue, un accord de phase n'est pas réalisable. Pour cela nous allons tirer profit des propriétés des modes de Bloch : la présence d'harmoniques dans leur spectre de Fourier spatial. Nous présentons sur la figure 5.11, le résultat d'une transformée de Fourier bidimensionnelle appliquée sur la répartition spatiale des composantes Hz et Ex du champ pour le mode fondamental A1. Il apparaît sur cette figure que la composante de Fourier majoritaire est celle située sous le cône de lumière, en $2\pi/a$. (cela explique également le fait que le mode de Bloch soit à fort facteur de qualité puisque la composante située au dessus du cône de lumière, par laquelle le champ fuit est très faible.)

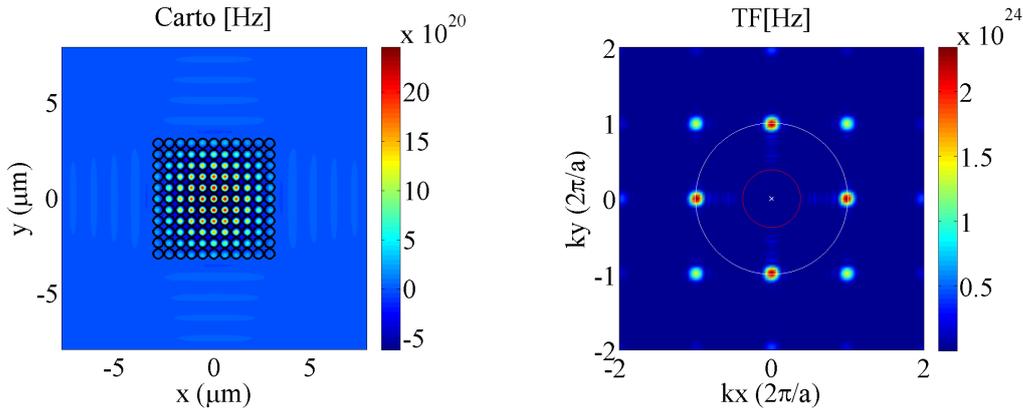


FIGURE 5.11 – Répartition de la composante du champ H_z dans un cristal photonique 2D de 11×11 piliers de côté et sa transformée de Fourier bidimensionnelle, à la résonance ($1.53 \mu\text{m}$) pour le mode $A1$ fondamental.

L'accord de phase le long de l'axe de propagation du guide sera donc réalisé si $k_{//} = 2\pi/a = \beta$ c'est-à-dire si l'indice effectif du mode guidé vaut $n_{\text{eff}} = \lambda/a$. Dans l'étude nous travaillons autour de $1.5 \mu\text{m}$ et les périodes des cristaux photoniques utilisés varient entre 0.6 et $0.95 \mu\text{m}$ ce qui implique de travailler avec des guides d'onde supportant des modes dont l'indice effectif vaut entre 1.6 et 2.5 . Ces valeurs peuvent être aisément atteintes avec des guides d'onde en silicium ($n=3.5$).

Il faut maintenant déterminer les paramètres géométriques des guides d'onde (épaisseur, largeur) pour que le mode guidé possède ces valeurs d'indice effectif et permette ainsi de réaliser l'accord de phase avec le mode du cristal photonique.

5.3 Etude des guides d'onde réfractifs en silicium

Dans un premier temps, nous avons calculé, les indices effectifs à $1.55 \mu\text{m}$ des modes de guides d'onde en silicium d'épaisseur 200 et 300nm (épaisseurs standards pour la fabrication de guides sur SOI) englobés dans la silice et pour des largeurs de guide variant de 200 à 500nm . Ce calcul a été réalisé par FDTD 3D et pour la polarisation TE : à $1.55 \mu\text{m}$, on effectue une transformée de Fourier sur la répartition spatiale du champ dans le guide d'onde. Il est alors possible d'en déduire l'indice effectif du mode guidé, en sachant que : $k_{//} = k_0 n_{\text{eff}}$. La figure 5.12 représente les valeurs de l'indice effectif du mode fondamental TE00 pour diverses dimensions (largeur, épaisseur) de guides d'onde. Ces courbes nous permettent de déterminer les paramètres du guide d'onde satisfaisant l'accord de phase entre le mode du guide et le mode supporté par le cristal photonique.

Il est intéressant de noter que les guides d'onde d'épaisseur 300nm restent monomode jusqu'à des largeurs de 400nm , tandis que ceux d'épaisseur 200nm sont monomodes jusqu'à 500nm de largeur (guides en silicium plongés dans la silice).

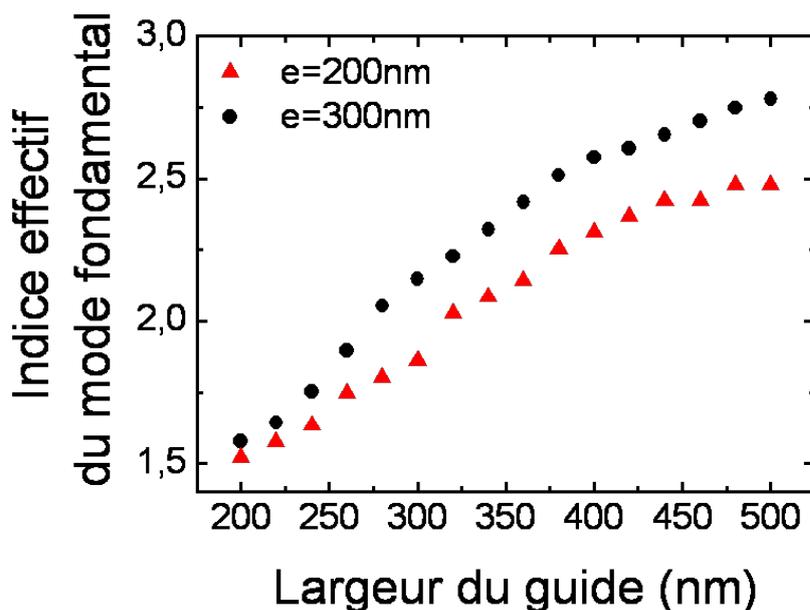


FIGURE 5.12 – *Indice effectif du premier mode du guide TE00 en fonction de la largeur du guide pour deux épaisseurs de guide : 200nm et 300nm de silicium.*

Les différents mécanismes de couplage ainsi que les conditions d'accord étant définis, nous allons maintenant nous intéresser aux résultats de simulations du couplage entre un guide d'onde et un cristal photonique à réseaux 2D de piliers, puis au couplage avec une cavité à double cristaux photoniques de tiges 1D.

5.4 Couplage au réseau de piliers

Deux configurations pour le couplage peuvent être envisagées : un couplage latéral dans le cas où le guide et le cristal photonique sont situés dans un même plan, et un couplage vertical dans le cas où le guide est situé sur un autre niveau. Ces deux configurations sont représentés figure 5.13. Dans les deux cas, nous avons choisi d'orienter le guide selon l'axe ΓX du cristal.

Cas du couplage latéral

D'un point de vue technologique, la configuration latérale offre un avantage important : étant situé sur un même plan, le guide et le cristal photonique peuvent être réalisés en même temps et ne nécessitent qu'une étape de fabrication (lithographie et gravure). Cependant, cela implique également d'utiliser le même matériau et la même épaisseur de membrane pour le guide et le cristal photonique. D'autre part, il a été montré récemment que dans cette configuration, les efficacités de couplage sont très faibles (de l'ordre de quelques pourcents) [113].

Si l'on souhaite relâcher les contraintes sur l'épaisseur (contrôle local de l'épaisseur à la gravure) ou la nature des matériaux (reprise d'épitaxie ou dépôt localisé), des développements

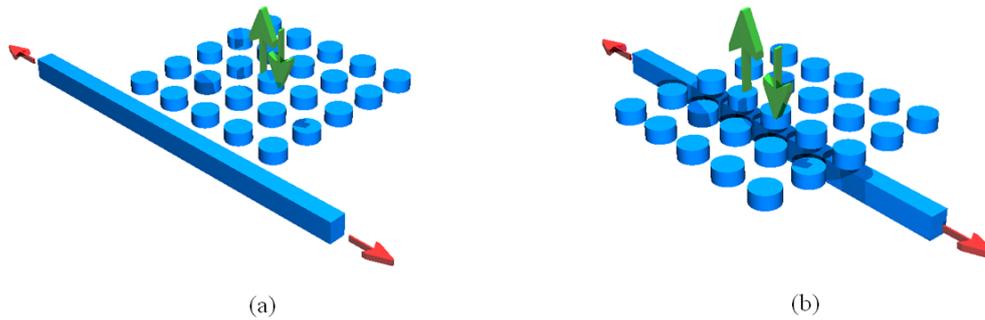


FIGURE 5.13 – Configurations possibles pour le couplage entre un guide et un réseau 2D de piliers : couplage latéral (a) et vertical (b). Les flèches vertes indiquent l'interaction avec le continuum des modes rayonnés tandis que les flèches rouges montrent le couplage, non directionnel, avec le guide.

technologiques délicats et complexes seraient nécessaires. Enfin, il apparaît difficile d'envisager une accordabilité (sur la distance entre le guide et le cristal photonique par exemple) dans cette configuration.

C'est pourquoi nous nous sommes intéressés plus particulièrement au couplage dans la direction verticale.

Cas du couplage vertical

D'un point de vue de la fabrication, un inconvénient de la configuration verticale est la nécessité d'effectuer plusieurs étapes technologiques : une première pour le niveau des guides et, après planarisation, une seconde pour les cristaux photoniques. Cependant, les guides d'onde sont des objets très connus et leur réalisation ne nécessite que des procédés usuels de fabrication. La configuration verticale présente néanmoins un grand nombre d'avantages. Il est en effet possible de choisir à la fois les dimensions mais aussi la nature du matériau pour le guide d'onde. Dans le cadre de l'intégration hétérogène, on peut envisager de réaliser les guides d'onde passif en silicium sur un premier niveau, puis, par collage moléculaire, de transférer le cristal photonique dans un matériau de type III-V (passif ou bien actif). L'actuation du dispositif serait possible en réalisant une membrane suspendue. D'autre part, la présence d'un niveau indépendant uniquement consacré au guidage de la lumière représente un avantage certain pour la réalisation de circuits photoniques intégrés. L'interaction avec d'autres composants situés sur un autre niveau pourra être, de part les degrés de liberté offerts par une architecture 3D, moins importante que si tous les dispositifs sont situés sur un même plan. Enfin, nous verrons par la suite que de fortes efficacités de couplage peuvent être obtenues dans la configuration verticale.

5.4.1 Conception du guide d'onde pour le couplage au réseau de piliers

La première contrainte sur les dimensions du guide d'onde est qu'il doit rester strictement monomode sur la gamme de longueurs d'onde d'intérêts. Pour ce fonctionnement autour de $1.55\mu m$, l'indice effectif du mode guidé doit être inférieur à 2,6 pour un guide d'onde de silicium englobé dans la silice. En outre, l'accord de phase impose que la période du cristal photonique vérifie $a = \lambda/n_{\text{eff}}$. Nous avons donc choisi de travailler avec un réseau de piliers possédant un facteur de remplissage en silicium de 38% et de période 630nm. Cette configuration correspond à un indice effectif du mode guidé de 2,46 compatible avec un comportement monomode. On en déduit un couple épaisseur/largeur adapté : $e = 200\text{nm}$, $l=500\text{nm}$.

5.4.2 Etude en fonction de la distance guide-cristal photonique

Le mode fondamental du mode de Bloch A1 dans le cristal photonique étudié possède un facteur de qualité atteignant 2950 à $1.53\mu m$, dans une structure de 20×20 périodes. En supposant que le couplage n'implique aucune perte additionnelle à celles du résonateur isolé nous avons montré que le maximum d'extraction de la lumière du guide vers l'extérieur est atteint lorsque le facteur de qualité du cristal photonique couplé vaut : $Q_0/2$. Sur la figure 5.14, le facteur de qualité du mode du cristal photonique a été reporté en fonction de la distance bord à bord entre le guide et la structure (résultats de calculs de FDTD 3D).

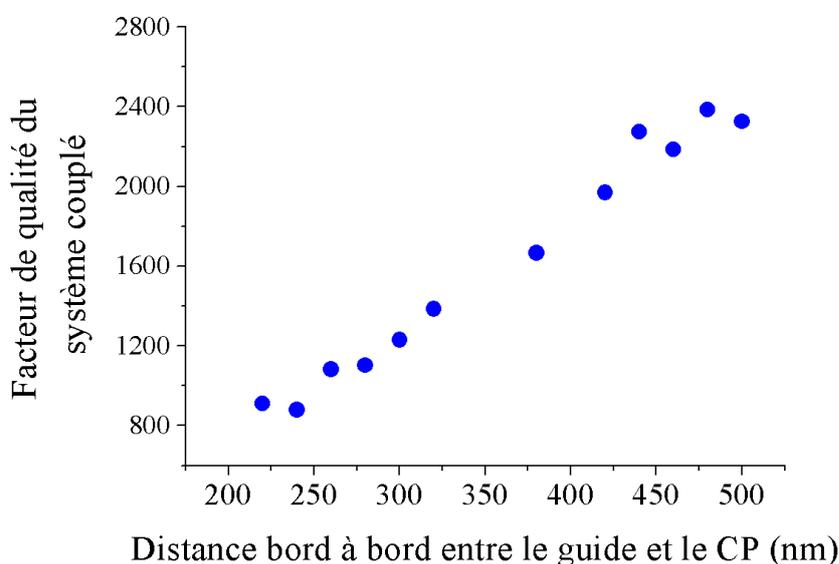


FIGURE 5.14 – Facteur de qualité du système couplé en fonction de la distance bord à bord séparant le guide du cristal photonique.

Pour une distance bord à bord de 300nm, le facteur de qualité du système obtenu est de 1260, soit 0.43 fois le facteur de qualité du résonateur seul. Cette valeur est proche de celle attendue.

La réflectivité et la transmission dans le guide couplé ont également été calculées. Les résultats sont reportés dans la figure 5.15. Ils montrent que pour le mode fondamental, situé à $1.526\mu\text{m}$, 24% de la puissance est réfléchiée et 21% est transmise dans le guide à la résonance. Ces valeurs sont proches de celles calculées plus haut par la théorie des modes couplés temporelle. Le faible écart au modèle provient du fait que l'on a négligé les pertes dues au couplage, notamment sur les bords du cristal photonique en regard avec le guide (voir figure 5.16).

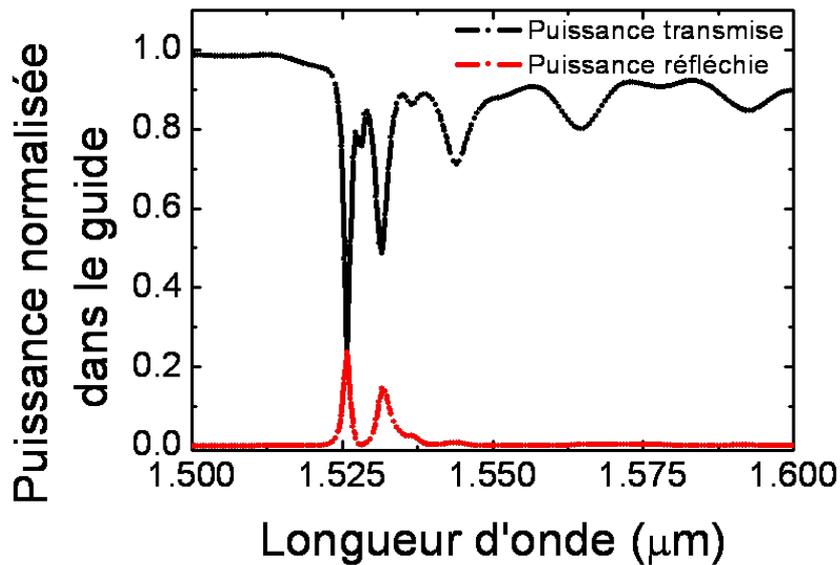


FIGURE 5.15 – Puissances transmise et réfléchiée dans le guide d'onde couplé au cristal photonique 2D de piliers, lorsqu'ils sont séparés d'une distance de 300nm. Cette courbe permet d'observer les différentes efficacités de couplage de l'ensemble des modes d'ordre supérieur dans la structure.

Des cartographies du champ pour le mode fondamental sont représentées figure 5.16. Elles montrent que le couplage est réalisé sur tout le long du guide, ce qui indique qu'on a bien réalisé l'accord de phase.

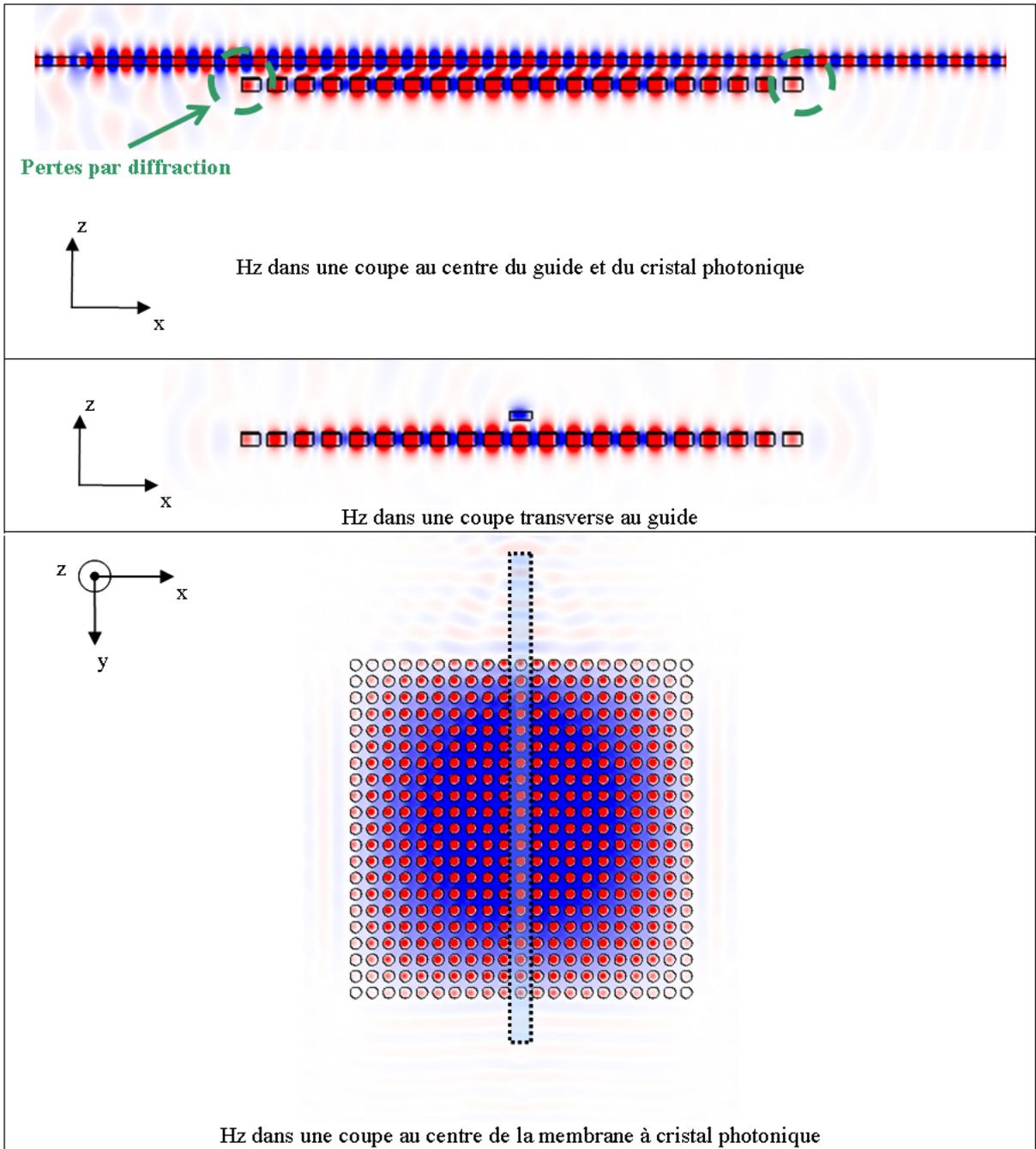


FIGURE 5.16 – Cartographies de la composante H_z du mode de Bloch $A1$ fondamental dans le système couplé à la longueur d'onde de résonance ($1.526\mu\text{m}$). La couleur des images a été volontairement forcée et c'est pourquoi la diminution d'amplitude du champ dans le guide devient imperceptible.

5.4.3 Modes d'ordre supérieur

Sur la figure 5.15, nous pouvons également observer les différentes efficacités de couplage pour les modes d'ordre supérieur de la cavité à cristal photonique. Ces efficacités sont souvent très différentes d'un mode à l'autre en fonction, d'une part, des symétries de l'enveloppe, mais aussi de l'intensité des pertes intrinsèques de chaque mode.

Sur la figure 5.17, nous avons représenté les répartitions spatiales du champ Hz pour les trois premiers pics de la courbe de transmission. Ces cartographies ont été calculées de la façon suivante : on injecte la lumière à la longueur d'onde de résonance de chaque mode, puis on observe la répartition du champ dans le cristal photonique. La présence du guide à proximité du cristal photonique modifie légèrement la répartition du champ dans la structure par rapport à la répartition du champ dans un cristal photonique non couplé.

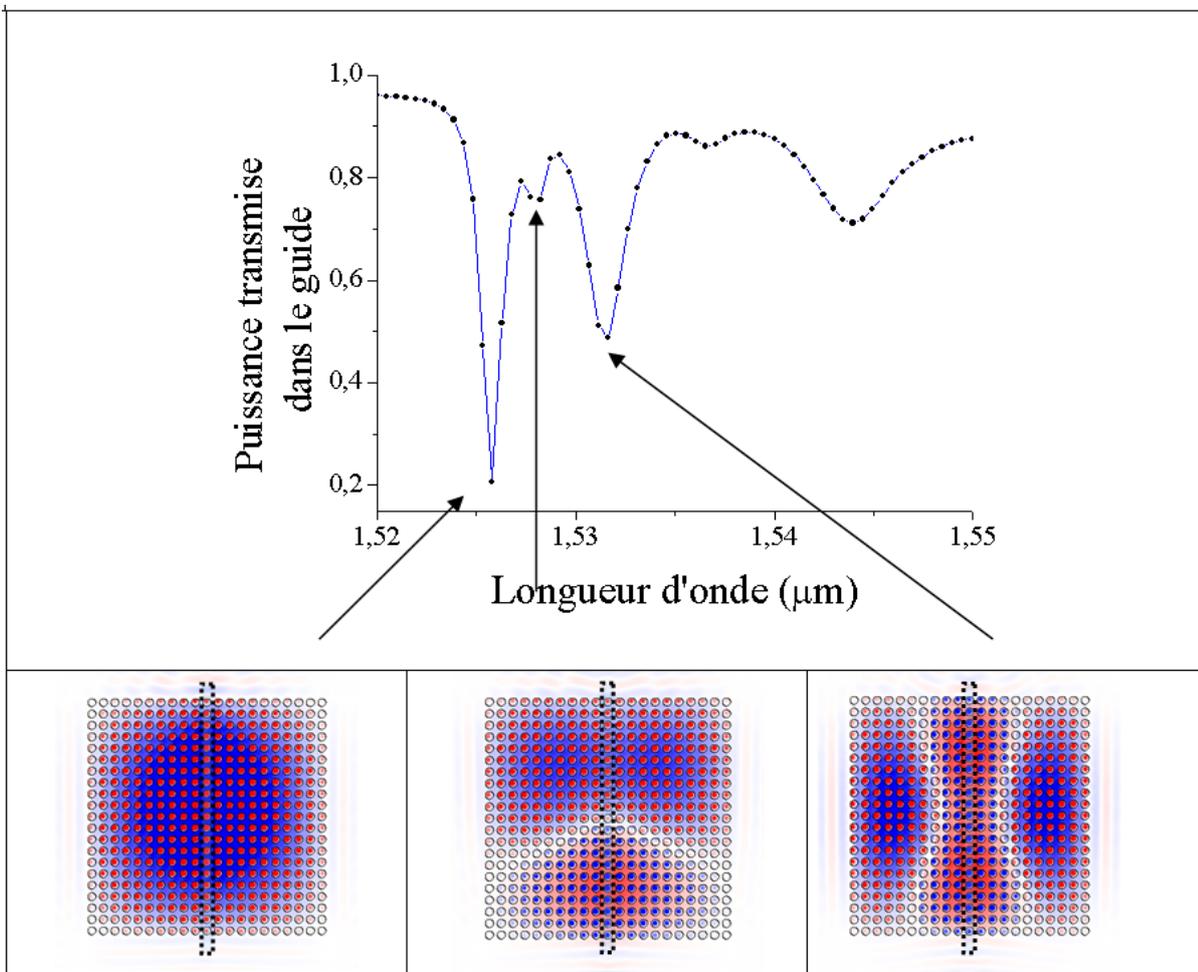


FIGURE 5.17 – Cartographies du champ Hz de chacun des modes d'ordre supérieur observés sur la courbe de transmission dans le guide. La position du guide d'onde est matérialisée par des pointillés noirs.

Les facteurs de qualité des modes d'ordre supérieur de la cavité sont plus faibles que celui du mode fondamental (ils sont reportés dans le tableau 5.1 pour les modes de la figure 5.17). Pour une distance de couplage donnée, les conditions d'extractions maximales ne sont pas atteintes pour ces modes (le rapport τ_c/τ_0 n'est alors plus égal à 1). Pour renforcer le couplage avec les modes d'ordre supérieur il faudrait diminuer la durée de vie du couplage τ_c , en rapprochant le guide du cristal photonique.

	Mode fondamental	Premier mode d'ordre supérieur	Second mode d'ordre supérieur
Longueur d'onde (μm)	1.526	1.528	1.531
Facteur de qualité	2953	1642	1192

TABLE 5.1 – Facteur de qualité du mode fondamental et des premiers modes excités pour le cristal photonique étudié.

Nous venons de voir qu'il est possible d'extraire vers l'extérieur presque 50% de la puissance lumineuse se propageant dans un guide d'onde réfractif, par l'intermédiaire d'un résonateur à cristal photonique constitué d'une matrice de micropiliers diélectriques. Ce composant passif (silicium dans la silice) permet de communiquer de façon sélective et directive en longueur d'onde sur plusieurs niveaux d'une puce optique.

Nous n'aborderons pas ce point en détail, mais il est possible également de réaliser d'autres fonctions en utilisant ce type de couplage. En effet, l'application "extracteur" est généralement un composant passif et il n'est pas interdit d'imaginer le cristal photonique comme composant actif. On pourrait ainsi réaliser un laser dont une partie de l'émission serait couplée dans un guide d'onde. Les conditions optimales de couplage seraient alors différentes : afin d'atteindre le régime d'émission stimulée, il est nécessaire que le facteur de qualité du mode du cristal photonique soit élevé. Nous choisirons alors une distance de couplage telle que le facteur de qualité du système soit suffisamment élevé (typiquement de quelques milliers) tout en assurant une efficacité de couplage non nulle. Ce type de composant trouverait également sa place au sein de circuits photoniques 3D.

Nous abordons maintenant le cas du couplage avec une hétérostructure à cristal photonique.

5.4.4 Couplage avec une hétérostructure à piliers

Les résultats sur le couplage entre un guide d'onde réfractif et une hétérostructure à réseaux de piliers telle que celles étudiées dans le chapitre 2 sont similaires à ceux obtenus dans le cas d'un réseau uniforme. Le facteur de qualité du mode dans l'hétérostructure est plus élevé que dans un cristal photonique uniforme et cela implique simplement de modifier la distance de couplage pour atteindre un taux d'extraction de la puissance du guide vers l'extérieur maximal. Les résultats de cette étude sont donnés en annexe.

5.4.5 Conclusion

Le couplage monomode entre un guide d'onde réfractif et un cristal photonique membranaire à réseau de micropiliers en configuration "verticale" permet d'extraire près de 50% de la lumière du guide vers l'extérieur. La lumière extraite du guide peut, par l'intermédiaire du résonateur, être émise dans la direction verticale, pourvu que l'émission en champ lointain du cristal photonique soit maîtrisée (voir chapitre sur le contrôle du diagramme de rayonnement). Ce couplage, totalement réversible (insertion de lumière dans le guide d'onde ou bien par le cristal photonique) trouve de nombreuses applications dans le domaine de l'optique intégrée : extracteur de lumière, laser couplé...

Cependant, le dispositif étudié ne permet d'extraire au maximum que 50% de la puissance lumineuse se propageant dans le guide d'onde. En étudiant le couplage du guide d'onde avec une cavité à double cristaux photoniques, nous verrons qu'il est possible d'obtenir 100% d'extraction.

5.5 Couplage avec une cavité double cristaux photoniques 1D

Le dispositif étudié dans cette partie est représenté sur la figure 5.18. Il est constitué d'une cavité à double cristaux photoniques 1D identiques couplée verticalement à un guide d'onde. Nous verrons dans un premier temps quelles sont les caractéristiques de cette cavité, en particulier les propriétés spectrales des modes d'ordre supérieur de la cavité. Nous donnerons ensuite les conditions de couplage et montrerons que de très fortes efficacités d'extraction peuvent être obtenues.

5.5.1 Description de la microcavité et ses originalités

La cavité est constituée de deux cristaux photoniques de tiges 1D identiques dont les paramètres sont les suivants : période de 950nm, facteur de remplissage de silicium de 50%, épaisseur de la membrane de 300nm, le tout englobé dans une matrice de silice. Ce miroir large bande a été longuement étudié dans le chapitre 3. Nous avons également vu dans ce chapitre qu'il est possible d'exploiter le mode du miroir à vitesse de groupe (ou courbure de bande) positive ou bien négative. Nous avons montré que l'utilisation des modes à vitesse de groupe négative permettait un meilleur confinement latéral du mode dans la direction de la périodicité. Cette originalité, propre aux cavités constituées par des miroirs à cristaux photoniques [72], permet d'augmenter considérablement la durée de vie des photons au sein de la structure conduisant généralement à des facteurs de qualité de l'ordre de quelques dizaines de milliers pour des dimensions latérales de l'ordre de $20\mu m$. L'épaisseur de la cavité, $1.25\mu m$, a donc été choisie de façon à exploiter le mode du miroir à courbure de bande négative. Le facteur de qualité résultant pour le mode fondamental est supérieur à 12500 pour une cavité de dimensions latérales $20\mu m$. Une cartographie du champ E_x à $1.55\mu m$ (longueur d'onde de résonance du mode de la cavité) est donné figure 5.19.

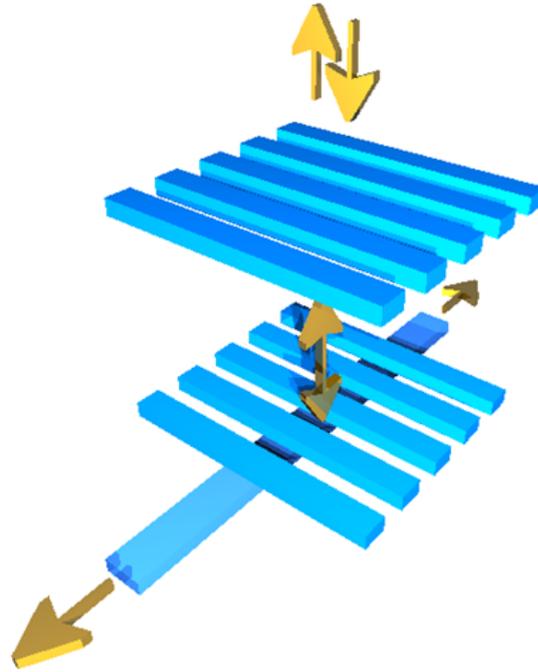


FIGURE 5.18 – Schéma du système étudié composé d'une cavité à double cristaux photoniques couplée à un guide d'onde réfractif dans une configuration verticale. Les flèches jaunes représentent les différentes interactions mises en jeu dans ce système : couplage mode guidé-mode du cristal photonique, modes hybrides guidés/rayonnés des miroirs à cristaux photoniques, couplage des modes hybrides avec le continuum des modes rayonnés.

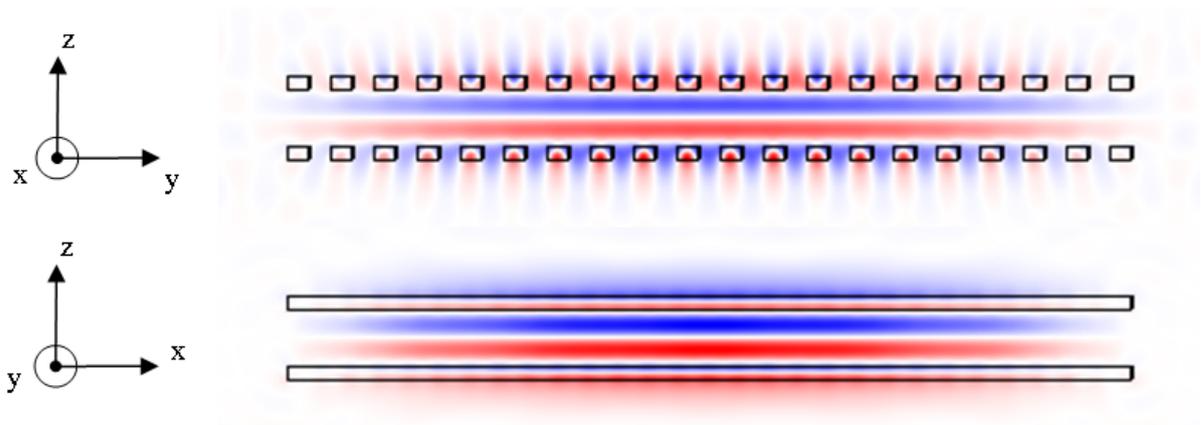


FIGURE 5.19 – Cartographie du champ E_x dans la cavité à double cristaux photoniques 1D à la longueur d'onde de résonance de ce mode, $1.55\mu\text{m}$.

5.5.2 Modes présents dans la cavité

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons évoqué la possibilité d'extraire 100% de la lumière se propageant dans un guide d'onde s'il est couplé à un résonateur supportant deux modes dégénérés de symétries opposées. Dans le cas de modes dans les cristaux photoniques (modes de Bloch ou modes de défaut) il n'est pas toujours évident d'avoir deux modes dégénérés dont les symétries conviendraient pour une configuration de couplage ayant 100% d'extraction. Nous proposons d'exploiter les propriétés de dispersion des cristaux photoniques, en particulier des microcavités à double cristaux photoniques, pour créer une quasi-dégénérescence parmi les modes de la cavité et permettre une extraction maximale de 100% lors du couplage au guide.

Dans les cristaux photoniques membranaires de dimensions finies, nous avons vu qu'il existe de nombreux modes d'ordre supérieur. Pour réaliser une extraction de 100%, il faudrait que le mode fondamental et le premier harmonique se situe à la même fréquence. Nous serions alors dans la configuration schématisée sur la figure 5.6. Le but est en fait de rapprocher suffisamment les fréquences de deux modes de symétries opposées afin qu'elles s'inscrivent à l'intérieur de leur largeur spectrale : on obtient ainsi des modes quasiment dégénérés. Physiquement, cela signifie que, pendant sa durée de vie dans le résonateur, le photon peut exister à la fois dans les 2 modes. Pour réduire l'écart spectral entre ces deux premiers modes, nous pouvons agir sur deux leviers :

- Soit en augmentant la taille du cristal photonique ;
- Soit en réduisant au maximum la courbure de bande du mode de Bloch.

La première solution nécessiterait de travailler avec des cristaux photoniques extrêmement grands, ce qui pour nous n'est pas envisageable (plusieurs dizaines de périodes pour un écart spectral de l'ordre du nanomètre). La seconde solution paraît beaucoup plus intéressante et modulable : réduire la courbure de la bande permettrait de réduire l'écart spectral entre les modes d'ordre supérieur, mais également de réduire les dimensions du composant.

Dans le cas de cavités à double cristaux photoniques, les propriétés de dispersion des modes peuvent être ajustées en faisant varier de l'épaisseur de la cavité. En effet, selon que l'on exploite préférentiellement le mode du miroir à courbure de bande positive ou négative, la courbure de la bande du mode de la cavité sera successivement positive ou négative respectivement [73]. Il existe une épaisseur de la cavité optimale pour laquelle la courbure de bande du mode de cavité est extrêmement plate sur une grande gamme de vecteurs d'onde autour de Γ . Il sera alors possible d'obtenir une quasi-dégénérescence entre les modes d'ordre supérieur, dans la direction de la périodicité.

Nous avons donc choisi l'épaisseur de la microcavité ($1.25\mu m$) de façon à minimiser la courbure de bande du mode de cavité. Le tableau 5.2 donne les valeurs des facteurs de qualité ainsi que des longueurs d'onde des deux premiers modes de la cavité. L'écart spectral est ici inférieur à 0.5nm (calculs FDTD 3D). Les facteurs de qualité et les longueurs d'onde de résonance des deux modes ne sont pas parfaitement identiques. Cela diminuera légèrement l'efficacité de couplage. Néanmoins, nous verrons que de fortes extractions peuvent être obtenues.

Longueur d'onde (μm)	Facteur de qualité	Suivant la périodicité	Le long des tiges
1.5564	2850		
1.55559	12700		

TABLE 5.2 – *Facteur de qualité du mode fondamental et du premier mode excité pour le cristal photonique étudié.*

Dans toute la suite, lorsque nous nous référerons au mode fondamental de la microcavité, nous sous-entendrons le mode qui ne présente qu'un seul lobe le long des tiges. En réalité, il existe deux modes dégénérés et il s'agira des deux modes présentés dans le tableau 5.2.

L'étude du couplage entre le guide d'onde et la microcavité a été réalisée de façon similaire au couplage avec le réseau de piliers. Nous déterminons les paramètres géométriques du guide d'onde en appliquant la même formule ($n_{\text{eff}} = \lambda/a$) que précédemment. Nous retenons les valeurs suivantes pour le guide d'onde, en silicium : épaisseur de 200nm, largeur de 240nm.

Nous avons donc, dans un premier temps, calculé par FDTD 3D le facteur de qualité du mode fondamental de la cavité couplée en fonction de la distance qui sépare le guide d'onde de la microcavité. Les résultats sont donnés figure 5.20.

Nous avons également évalué la puissance transmise et réfléchiée dans le guide d'onde bus ainsi que la puissance extraite du guide bus à la résonance en fonction de la distance qui sépare le guide de la microcavité. Ces valeurs sont reportées dans la figure 5.21. Ces courbes ont été obtenues grâce aux équations des modes couplés (paragraphe 5.1.3) dans lesquelles nous avons injecté les valeurs des fréquences et des facteurs de qualité, obtenus par FDTD 3D, des deux modes dégénérés dans le dispositif couplé.

Les résultats obtenus sur les figures 5.20 et 5.21 nous permettent ainsi de déterminer précisément la distance de couplage optimale : autour de 900nm, le facteur de qualité du résonateur est divisé par deux, la puissance extraite atteint son maximum (>95%) et le facteur de qualité du système couplé atteint 5995 ; soit 0.47 fois le facteur de qualité de la cavité seule. Cette valeur, obtenue par FDTD 3D, est proche des 50% attendus ce qui montre que les pertes dues au couplage restent très faibles.

Sur la figure 5.22, le spectre des puissances transmise (T) et réfléchiée (R) dans le guide d'onde calculées en utilisant la FDTD 3D est présenté, pour une distance séparant le guide de la microcavité de 900nm. Cette figure montre qu'à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental ($1.555\mu m$) la transmission et la réflexion dans le guide d'onde sont faibles. Cela n'est pas très visible sur la figure 5.22, c'est pourquoi, un agrandissement autour des longueurs

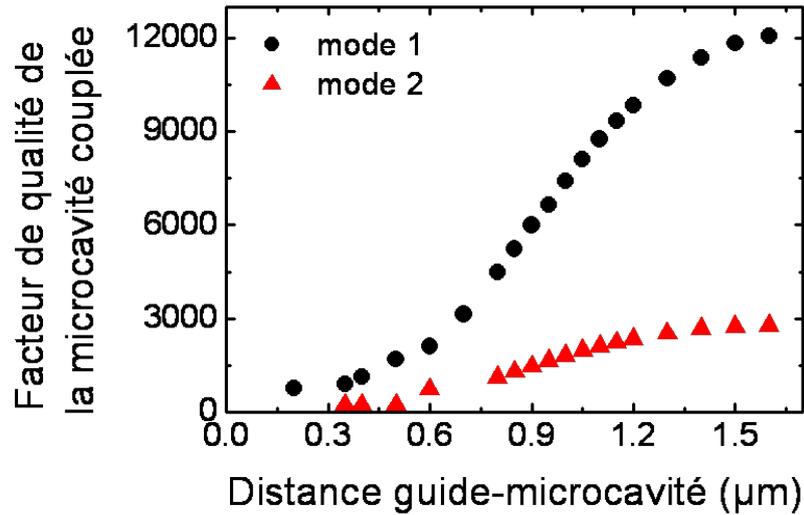


FIGURE 5.20 – Facteur de qualité du résonateur couplé pour le mode fondamental (noir) et le premier mode d'ordre supérieur le long de la périodicité en fonction de la distance bord à bord séparant le guide d'onde de la cavité.

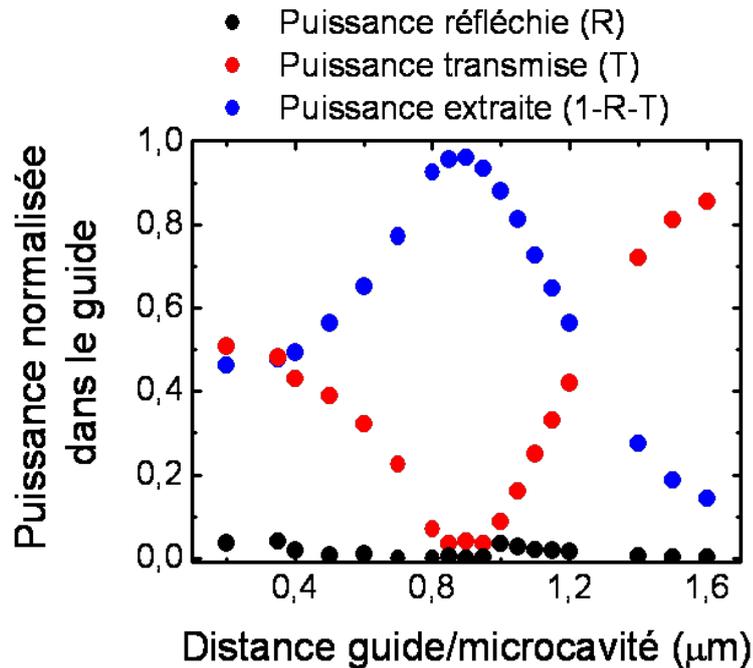


FIGURE 5.21 – Puissances transmise, réfléchie et extraite du guide à la résonance, calculées d'après les équations 5.11 des modes couplés, à partir des valeurs des fréquences et des facteurs de qualité des deux modes dégénérés obtenus en FDTD 3D en fonction de la distance entre le guide et la cavité.

d'onde des modes d'intérêts est donné figure 5.23. La valeur de la transmission dans le guide est limitée autour de 10% à cause de la résolution spectrale du calcul, insuffisante. Cependant, ce résultat est en bon accord avec les valeurs de R et T obtenues à l'aide des équations des modes couplés de la figure 5.21.

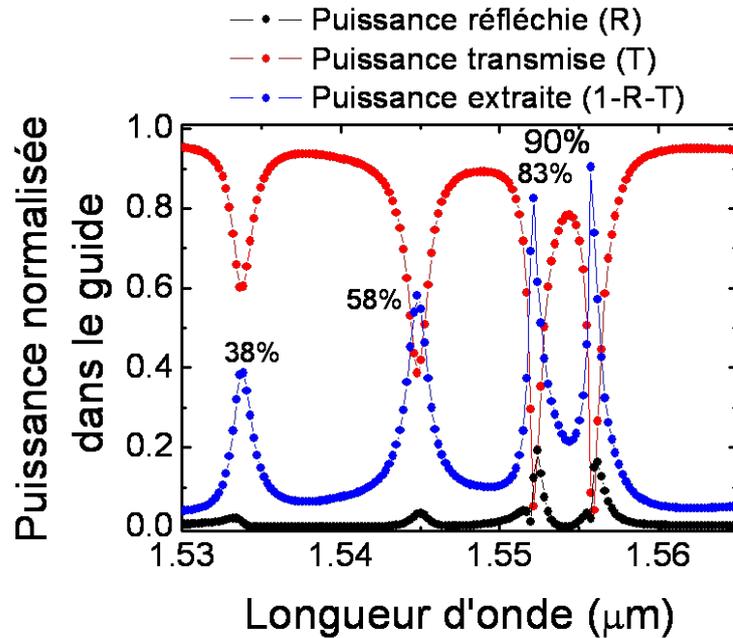
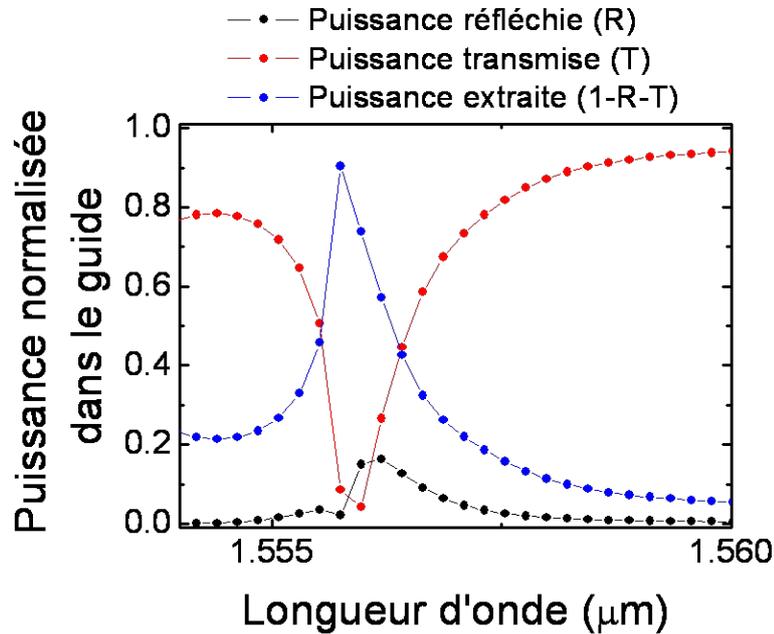


FIGURE 5.22 – Puissances transmise, réfléchie et extraite du guide d'onde couplé à une microcavité à double cristaux photoniques 1D, à une distance de 900nm, obtenues par un calcul de FDTD 3D. Cette courbe permet également d'observer les différentes efficacités de couplage avec les autres modes d'ordre supérieur.


 FIGURE 5.23 – Agrandissement autour de $1.555\mu\text{m}$ de la courbe précédente.

Les cartographies du champ E_x à la longueur d'onde du mode fondamental ($1.5552\mu\text{m}$) sont données figure 5.24 pour deux instants différents. Il apparaît alors successivement les deux modes de symétries opposées responsables de la forte efficacité d'extraction. L'intensité du champ en bout de guide est très faible voire nulle.

L'asymétrie des résonances, clairement visible sur la figure 5.23 est prévue par la théorie des modes couplés temporelle. En effet, en injectant les valeurs des fréquences ainsi que des facteurs de qualité des deux modes dégénérés dans les équations 5.11, nous pouvons calculer la transmission ainsi que la réflexion dans le guide, en fonction d'un facteur sans dimension $((\omega - \omega_s)\tau_{cs})$, rendant compte de l'évolution de R et T à l'écart à la résonance du mode symétrique). Les résultats sont donnés figure 5.25. Les valeurs de la transmission et la réflexion ainsi que les formes des pics de résonance reflètent bien ce que l'on obtient par la simulation 3D. La théorie des modes couplés temporelle est donc un outil puissant de prédiction du comportement du couplage et permet également de valider les résultats obtenus par la simulation.

L'écart spectral non nul entre le mode symétrique et antisymétrique ainsi que leur différent taux de couplage avec le guide (les facteurs de qualité sont différents pour le mode fondamental et le premier harmonique) entraînent l'asymétrie des pics de résonance et limitent l'efficacité d'extraction ($<100\%$).

Les résultats de FDTD 3D et des modes couplés nous montrent qu'il est possible d'extraire presque 100% de la lumière se propageant dans le guide grâce au couplage d'un guide d'onde

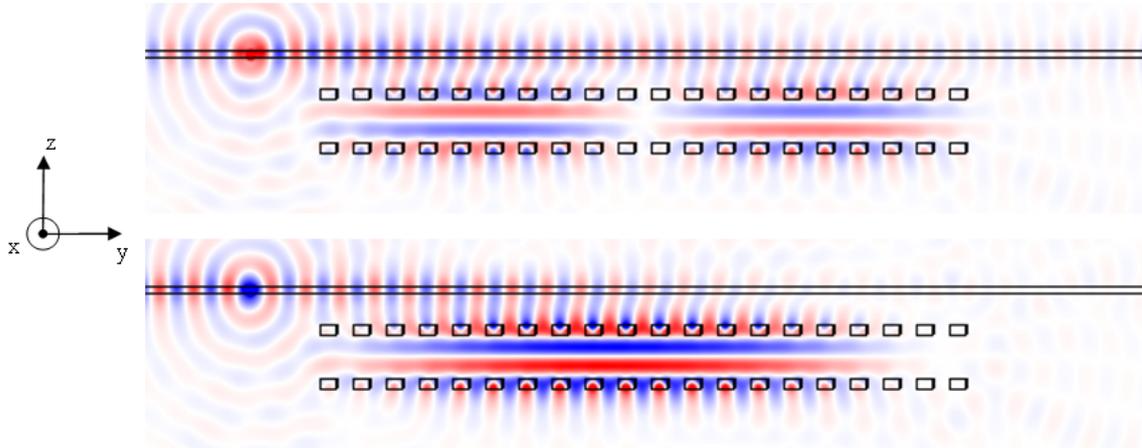


FIGURE 5.24 – Cartographies du champ E_x dans le dispositif couplé à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental ($1.5552\mu\text{m}$) à deux instants différents.

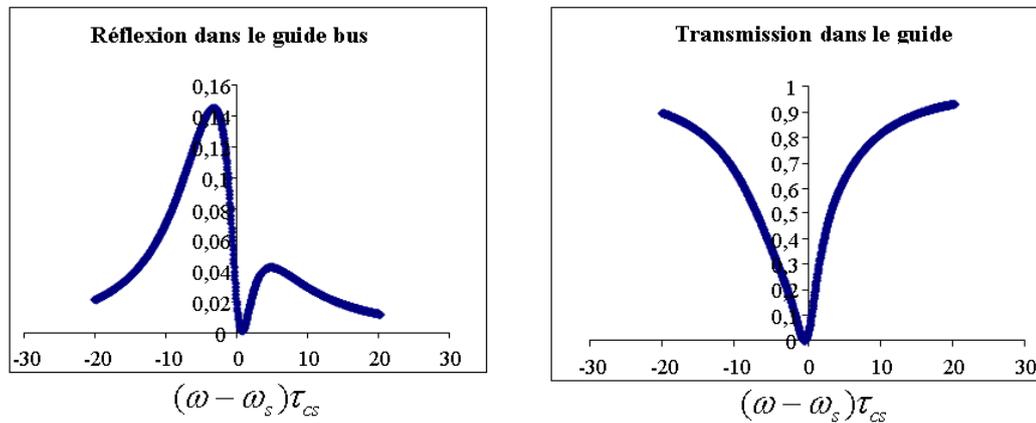


FIGURE 5.25 – Puissances transmises et réfléchies dans le guide calculées, d'après les équations 5.11 des modes couplés, à partir des valeurs des fréquences et des facteurs de qualité des deux modes dégénérés obtenues en FDTD 3D. L'échelle en abscisse, sans unité $(\omega - \omega_s)\tau_{cs}$, rend compte de l'évolution de R et T en fonction de l'écart à la fréquence de résonance du mode symétrique. L'échelle en ordonnée est une échelle normalisée.

ruban avec la microcavité à double cristaux photoniques 1D. Il est intéressant de noter que la distance de couplage est relativement importante ($\approx 900\text{nm}$) par rapport au cas du couplage entre le guide et le réseau de piliers du paragraphe précédent ($\approx 300\text{nm}$). Cette différence peut s'expliquer par la valeur des facteurs de qualité des deux résonateurs : il n'est que de 3000 pour le réseau de piliers tandis qu'il atteint 12500 pour la microcavité. Ces valeurs, très différentes, impliquent des distances optimales de couplage également différentes.

Cette importante distance de couplage présente plusieurs avantages :

- Pour l'intégration de ce dispositif dans un circuit photonique intégré : à une telle distance, il n'existe pas ou peu de couplage avec d'autres dispositifs situés sur un autre niveau.
- D'un point de vue de la fabrication où les incertitudes sur les épaisseurs d'oxydes déposés (silice) atteignent quelques dizaines de nanomètres (données du LETI), ce dispositif semble être plus robuste que le précédent : en effet, si l'on se réfère aux courbes 5.14 et 5.20, à une distance de $900\text{nm} \pm 50\text{nm}$ le couplage entre le guide et la cavité reste encore important, ce qui n'est pas toujours le cas pour le couplage au réseau de piliers pour la même incertitude sur le dépôt ($300\text{nm} \pm 50\text{nm}$).

5.5.3 Conclusion

Dans le cas étudié ici, l'efficacité d'extraction atteint environ 95%. Cette forte efficacité d'extraction a été possible grâce à l'exploitation de modes de la microcavité quasi-dégénérés et de symétries opposées (telles qu'on les a définies dans la partie 5.1.2 en début de chapitre). Elle est cependant limitée par le fait que les deux modes exploités ne sont pas parfaitement dégénérés. Néanmoins, ces résultats encourageants permettent d'envisager l'étude d'un add-drop vertical. Ce composant est constitué de deux guides situés de part et d'autre de la microcavité (voir figure 5.26). Comme nous l'avons vu en début de chapitre, l'exploitation de deux modes dégénérés et de symétries opposées permettra le transfert sélectif et directif entre deux niveaux d'une puce optique 3D. Dans le cas du couplage à un seul guide, le signal se propageant dans le guide est émis vers l'extérieur avec des directions d'émission déterminées par le diagramme de rayonnement de la microcavité. Dans le cas de l'add-drop, le signal extrait du premier guide est transféré vers le second guide situé sur un autre niveau.

Nous chercherons dans un premier temps à valider ce concept sans tendre vers des efficacités ultimes. Cela permettra de mettre en évidence les limitations du transfert entre les deux guides et les améliorations à apporter.

5.6 Add-drop vertical

D'une façon générale, les filtres add-drop à base de cristaux photoniques étudiés dans la littérature sont généralement en configuration planaire et les guides d'onde sont diffractifs [114, 115, 116, 117]. Nous avons déjà évoqué les nombreuses contraintes liées à la configuration



FIGURE 5.26 – *Filtre add-drop vertical composé d’un résonateur à double cristaux photoniques 1D et de deux guides identiques situés de part et d’autre de la cavité. La position du dipôle d’excitation est donnée par “x” et les symboles R, T, D_{avant} et D_{arrière} désignent respectivement les puissances transmises et réfléchies dans le guide Bus et les puissances transmises vers l’arrière (Backward) et vers l’avant (Forward) dans le guide Drop.*

planaire et à l’utilisation de guides d’onde diffractifs. La configuration choisie pour la réalisation du add-drop est donnée figure 5.26. Dans la suite, nous appellerons le guide du dessus (celui où l’on place le dipôle d’injection), le guide “BUS” tandis que le second guide sera le guide “DROP”. La distance de couplage du guide au résonateur est identique pour le guide Bus et le guide Drop. Les deux guides ont les mêmes dimensions et sont constitués du même matériau, du silicium, le dispositif étant totalement englobé dans la silice. Nous reprendrons les mêmes paramètres que dans le paragraphe précédent : largeur des guides de 240nm, épaisseur de 200nm, ainsi que les mêmes dimensions pour la microcavité.

Nous allons dans un premier temps étudier le transfert sélectif et directif entre les deux niveaux de guides puis nous verrons quelles sont les améliorations à apporter.

5.6.1 Etude du transfert directif et sélectif en longueur d’onde entre les deux niveaux guides

Etant donné les symétries des deux modes quasi dégénérés dans la microcavité (tableau 5.2), nous sommes dans la configuration présentée dans la figure 5.9 (a) dans la première partie de ce chapitre. Le transfert de la lumière du guide d’onde bus sera donc réalisé vers l’avant dans le guide d’onde drop.

Les conditions de couplage sont légèrement différentes du cas précédent. En effet, le but est de transférer un maximum de puissance lumineuse se propageant dans le guide d’onde bus vers l’avant dans le guide d’onde drop. La distance de couplage entre les guides et la microcavité doit être ajustée de façon à ce que la force du couplage soit plus grande que les pertes du résonateur seul. Autrement dit, les fuites du résonateur doivent être, en majorité, dues au transfert vers les guides.

A partir des valeurs des fréquences des deux modes dégénérés ainsi que de leur facteur de qualité (calculés par FDTD 3D en fonction de la distance des guides à la microcavité), il est possible

d'évaluer les puissances réfléchi, transmise dans le guide d'onde bus ainsi que les puissances transférées vers l'avant ou l'arrière dans le guide d'onde drop (d'après les équations 5.13 obtenues par la théorie des modes couplés temporelle). Les résultats sont présentés sur la figure 5.27.

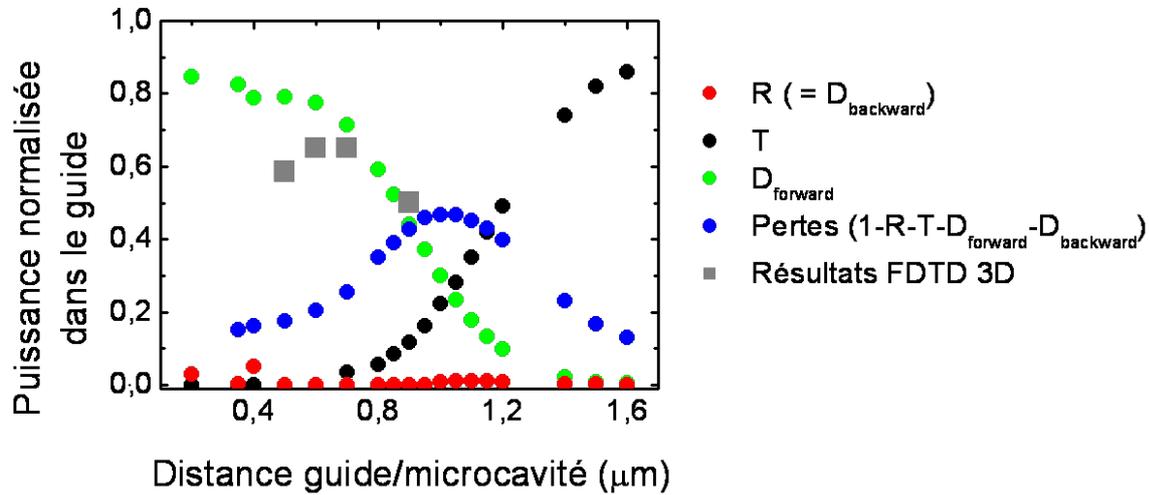


FIGURE 5.27 – Puissances transmise, réfléchi dans le guide d'onde Bus et transférées vers l'avant et l'arrière dans le guide d'onde Drop à la **résonance** calculées d'après les équations 5.13 des modes couplés, à partir des valeurs des fréquences et des facteurs de qualité des deux modes dégénérés obtenues en FDTD 3D en fonction de la distance entre le guide et la cavité. Les carrés gris correspondent aux résultats obtenus par la méthode FDTD 3D.

Plusieurs informations peuvent être tirées de la figure 5.27. Tout d’abord, la puissance réfléchie dans le guide bus reste presque toujours nulle (tout comme la puissance transmise dans le drop arrière), conformément aux prévisions établies en début de chapitre (paragraphe sur le add-drop 5.1.3). D’autre part, il est possible de distinguer deux régimes de fonctionnement sur la figure 5.27 :

- Pour des distances guides-microcavité supérieures à $\approx 700\text{nm}$, la puissance transmise dans le guide drop vers l’avant augmente à mesure que les guides d’onde se rapprochent de la microcavité. Cela s’explique simplement par le fait qu’en rapprochant les guides, on renforce la force du couplage, permettant ainsi un transfert de la puissance du guide bus vers le guide drop plus important. Le transfert de la puissance du guide bus vers le guide drop ne reste cependant que partiel car les guides sont trop éloignés de la microcavité, et le couplage guide-cavité reste faible devant les pertes du résonateur. Dans ce cas, le modèle “modes couplés” développés précédemment rend très bien compte des valeurs de la puissance transférée dans le guide d’onde drop.
- Pour des distances inférieures à 700nm , le couplage est renforcé et on devrait observer une augmentation de la puissance transférée ; or on observe plutôt une saturation du transfert (bien qu’une légère augmentation soit visible sur la figure 5.27). Les fréquences des modes mis en jeu dans ce processus s’éloignent fortement lorsque l’on rapproche les guides de la cavité (notamment parce que le couplage des deux modes aux guides est différent car leur symétrie le sont également).

Cependant, le modèle “modes couplés” développé dans la première partie de ce chapitre ne tient pas compte des éventuelles pertes dues au couplage. Pour connaître la valeur réelle de la puissance transférée vers le drop avant, il est nécessaire d’avoir recours aux simulations FDTD 3D.

Sur la figure 5.28, nous présentons les spectres des puissances transmise et réfléchie dans le guide d’onde bus ainsi que les puissances transférées vers l’avant et vers l’arrière dans le guide d’onde drop dans le composant, en fonction de la distance de couplage entre les guides et la microcavité. Sur ces spectres il est clairement visible qu’à mesure que la distance de couplage diminue, le niveau de pertes autres que celles dues au couplage entre les guides et la microcavité augmente. C’est pourquoi lorsque les guides sont proches de la microcavité, la puissance transférée vers l’avant dans le guide d’onde drop est limitée.

La puissance transférée vers l’avant dans le guide drop maximum que l’on peut atteindre est de 65% (avec $d=700\text{nm}$). Cette valeur est un peu plus faible que ce que l’on peut trouver dans la littérature et est limitée, d’une part, par le fait que les modes de la microcavité ne sont pas parfaitement dégénérés et que leur facteur de qualité est limité et d’autre part, par les pertes par diffraction dues au couplage, en particulier sur les bords des cristaux photoniques en regard avec les guides d’ondes (figure 5.16). Ce dernier point pourrait être amélioré en réalisant une adaptation d’impédance (en modifiant graduellement la géométrie sur les frontières du cristal photonique) entre le mode propagatif du guide d’onde et le mode du cristal photonique.

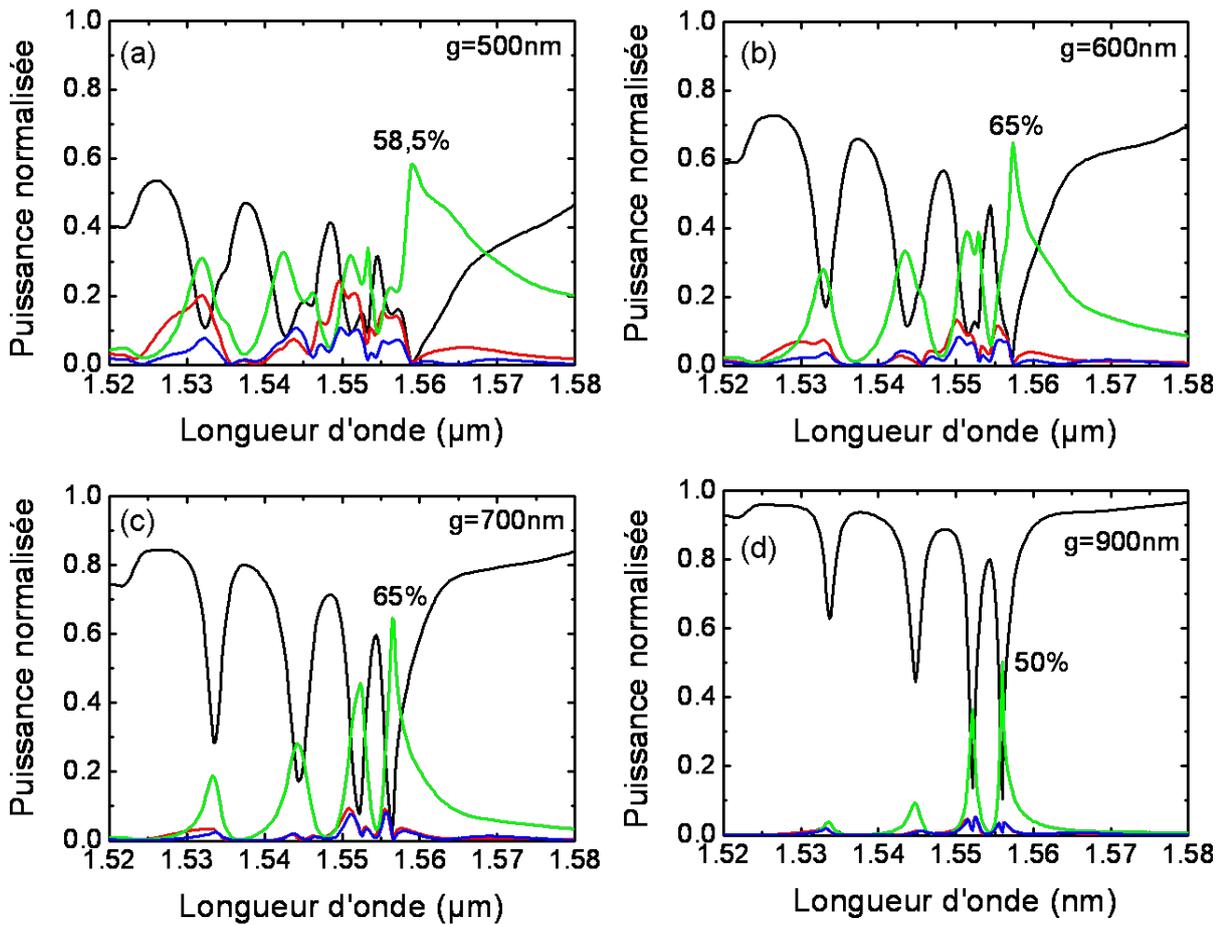


FIGURE 5.28 – Spectres des puissances transmise (en noir), réfléchi (en rouge) dans le guide d'onde bus, transférées vers l'arrière (en bleu) et vers l'avant (en vert) dans le guide d'onde drop pour des distances de couplage d égales à 900nm, 700nm, 600nm et 500nm (FDTD 3D). La valeur de la puissance transférée vers l'avant dans le drop est notée en rouge.

Pour une distance de couplage de 900nm, des cartographies du champ à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental dans le composant étudié sont données dans la figure 5.29. Elles montrent bien qu'une partie du signal du guide bus est transféré vers l'avant dans le guide drop.

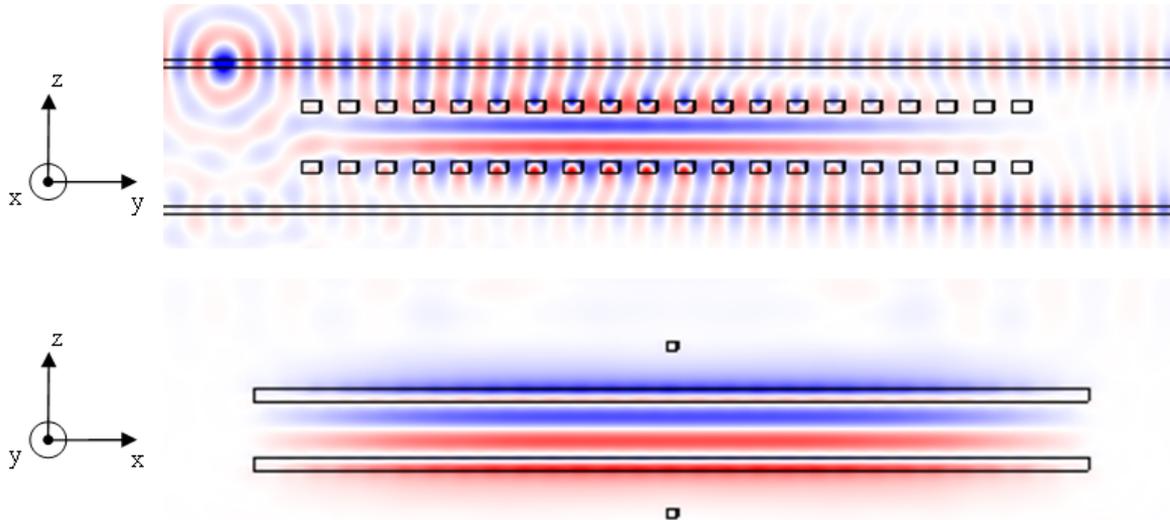


FIGURE 5.29 – Répartition spatiale de la composante du champ E_x dans le dispositif à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental. L'échelle de couleur a été volontairement forcée c'est pourquoi les valeurs de l'amplitude du champ, notamment dans le guide bus en transmission, ne sont pas respectées.

Nous venons donc de voir qu'un transfert sélectif et directif en longueur d'onde entre deux niveaux par l'intermédiaire d'une microcavité à cristaux photoniques est possible. L'efficacité de transfert reste néanmoins limitée dans le cas que nous avons étudié. Quelques pistes peuvent être explorées afin d'améliorer le taux de puissance transférée dans le guide d'onde drop. La première est simple : augmenter le facteur de qualité des modes mis en jeu. Cela peut passer soit par l'agrandissement de la structure (ce qui n'est pas forcément recherché en premier lieu) ou bien par une conception fine de la microcavité (notamment en diminuant encore la courbure de bande du mode de la cavité), telle qu'exposée dans la partie concernant le couplage à un seul guide qui permettrait d'améliorer le confinement et la dégénérescence des deux modes de cavité. D'autre part, le couplage entre deux objets de nature différente, le guide et le cristal photonique, engendre des pertes importantes. Ce facteur limitant peut être amélioré en adaptant les bords des miroirs à cristaux photoniques (par variation du facteur de remplissage par exemple) de façon à ce que le mode guidé se couple de manière plus "douce" au mode du cristal photonique. Des exemples de telles adaptations peuvent être trouvés dans [118, 119].

L'efficacité de transfert pourrait ainsi être grandement améliorée.

5.6.2 Conclusion

Nous venons d'étudier le mécanisme du couplage entre un guide d'onde et une microcavité constituée de miroirs à cristaux photoniques. En exploitant les propriétés de dispersion de ces microcavités, nous avons pu montrer que deux modes dégénérés de symétries opposées permettaient d'extraire presque 100% de la lumière se propageant dans le guide d'onde. Les résultats encourageants obtenus sur le couplage entre un seul guide et une microcavité nous ont permis d'envisager l'étude d'un add-drop vertical. Une discussion autour de la puissance maximale qu'il était possible de transférer du guide d'onde bus vers le guide d'onde drop a permis de mettre en évidence les paramètres régissant le fonctionnement d'un tel composant. Dans les conditions optimales (distance entre les guides et le résonateur autour de 700nm), 65% de la lumière du guide d'onde bus est effectivement transférée dans le guide d'onde drop. Les pertes de la microcavité, celles dues au couplage, et le fait que les modes exploités ne sont pas parfaitement dégénérés limitent ce transfert. Des améliorations peuvent néanmoins être apportées afin de tendre vers un transfert vers l'avant dans le guide d'onde drop maximal.

Nous venons de présenter les résultats du couplage entre un cristal photonique membranaire (réseau de microplots) ou une cavité à double cristaux photoniques avec un ou deux guides d'onde rubans. Les résultats obtenus nous permettent d'envisager la fabrication et la réalisation de ces dispositifs en technologie planaire silicium/silice. Nous allons maintenant décrire les étapes de fabrication des échantillons qui seront réalisées en collaboration avec le LETI-CEA de Grenoble.

5.7 Fabrication des échantillons en silicium, dans la silice

La fabrication d'un add-drop vertical tel qu'étudié précédemment nécessite de nombreuses étapes technologiques. C'est pourquoi, nous nous sommes focalisés dans un premier temps sur la démonstration expérimentale du couplage entre un guide d'onde seul et un cristal photonique (membrane de micropiliers ou bien microcavité à cristaux photoniques). Si les résultats expérimentaux sont concluants, nous envisagerons alors par la suite la réalisation de add-drop.

Dans le cas du couplage au réseau de piliers, le dispositif est constitué de deux niveaux, alors que trois niveaux sont nécessaires dans le cas de la cavité couplée. Nous décrirons les étapes de fabrication, le dessin des masques utilisés pour la lithographie des guides d'onde et des cristaux photoniques.

Les dispositifs seront réalisés en plusieurs étapes successives décrites dans la figure 5.30. Un premier niveau constitué uniquement de guides d'onde réfractifs est réalisé dans une plaque SOI constituée d'une membrane de silicium cristallin de 200nm d'épaisseur, isolée par quelques microns de silice d'un substrat de silicium. Les guides sont inscrits dans la membrane par lithographie DEEP-UV puis par gravure RIE (figure 5.30 (a)). Un dépôt de silice de planarisation dont

l'épaisseur correspond à la distance de couplage guide-cristal photonique (réseau de piliers ou bien miroir) est obtenue par polissage mécano-chimique (CMP) avec une précision de $\pm 50\text{nm}$ sur une plaque de 200mm.

Ensuite, une couche mince de silicium amorphe (a-Si) d'épaisseur 300nm est déposée sur la couche de silice. Les cristaux photoniques, qu'ils soient constitués de réseaux 1D de tiges ou 2D de piliers, sont définis par lithographie DEEP-UV puis transférés dans la membrane de a-Si par gravure RIE (figure 5.30 (b)). S'il s'agit de réseaux 2D de piliers, après un dernier dépôt de silice de planarisation des échantillons, les étapes technologiques sont terminées (figure 5.30 (c)). S'il s'agit de cavités à double cristaux photoniques 1D, alors après un dépôt de silice de l'épaisseur de la cavité, un second dépôt de silicium amorphe de 300nm d'épaisseur, dans lequel le second cristal photonique sera transféré, est réalisé. Enfin, un dépôt de silice de planarisation permet de fondre le dispositif entièrement dans la silice (figure 5.30 (d)).

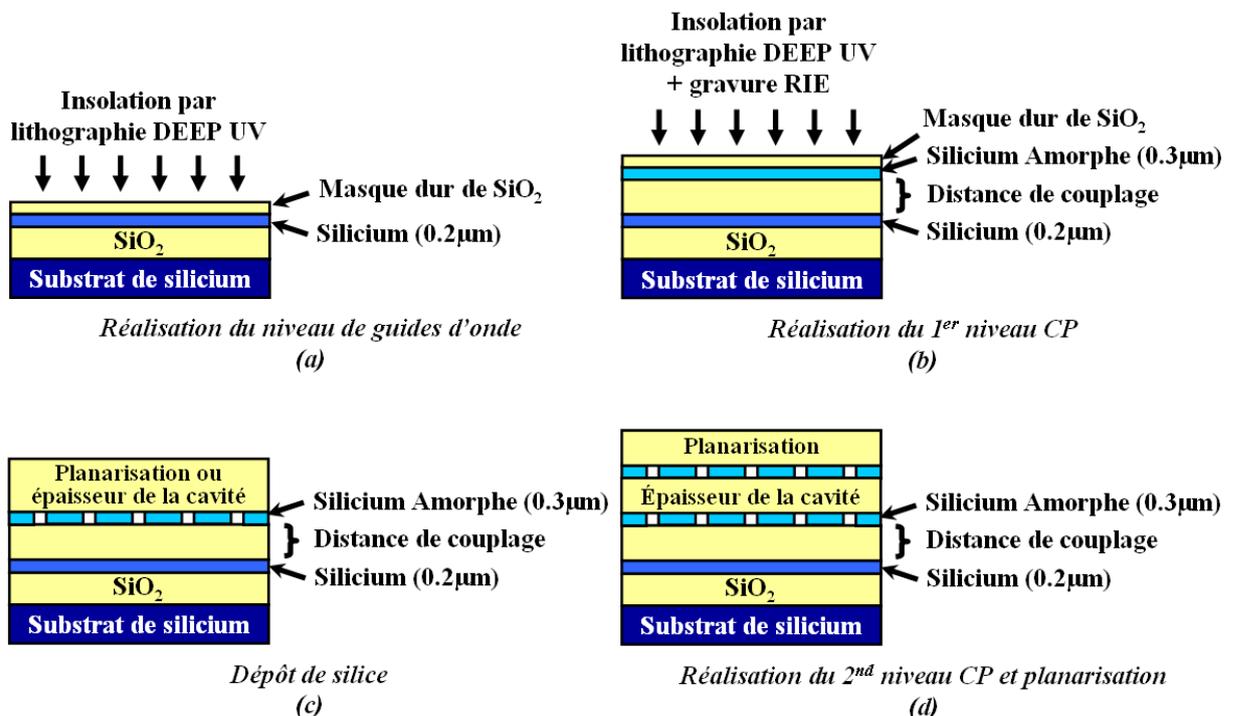


FIGURE 5.30 – Etapes de fabrication des échantillons comprenant un niveau de guides d'onde et d'un ou plusieurs niveaux de cristaux photoniques (réseaux de micro-plots ou microcavités).

5.7.1 Conception des masques

Il est difficile de mesurer expérimentalement une efficacité de couplage entre un guide et un résonateur. Afin de pallier à cette difficulté, nous avons conçu les dispositifs tels que schématisés figure 5.31. Il s'agit d'un coupleur en Y qui permet de diviser la puissance du signal de manière équitable dans chacune des branches du Y. La maturité des procédés technologiques disponibles

au LETI permet en effet d'obtenir une division du signal se propageant dans le guide d'onde de près de 50%. L'une des branches servira de référence. Sur la seconde branche nous avons disposé le dispositif à cristal photonique (réseau de piliers simple ou cavité à double cristaux photoniques). Le signal mesuré en sortie de cette branche pourra ainsi être comparé au signal de référence. Il sera alors possible de calculer expérimentalement l'efficacité de couplage entre le guide et le résonateur. Les dispositifs à cristaux photoniques non couplés ont également été ajoutés sur le masque afin de déterminer les facteurs de qualité des résonateurs à vide. La mesure du facteur de qualité de chaque résonateur couplé ou non sera réalisée sur le banc de réflectivité décrit dans le chapitre 3.

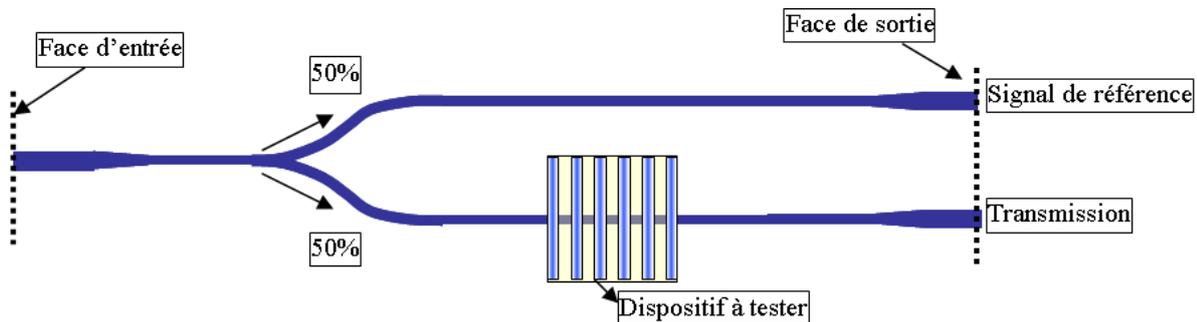


FIGURE 5.31 – Conception des composants à cristaux photoniques couplés à un seul guide pour leur réalisation au LETI-CEA.

Les délais de fabrication au LETI dépendent fortement de l'occupation de la salle blanche ainsi que des projets en cours. Nous n'avons pas encore reçu les échantillons et c'est pourquoi nous ne pouvons pas donner les résultats expérimentaux sur le couplage entre le guide et les dispositifs à cristaux photoniques.

Si les résultats de caractérisation du couplage avec un seul guide sont concluants, la fabrication et la caractérisation de dispositifs de type add-drop pourraient être envisagées. Il serait en effet possible de rajouter un quatrième niveau de silicium amorphe contenant les guides d'onde supérieurs. Sur la figure 5.32, nous représentons un exemple de masque qui pourrait convenir pour la caractérisation des add-drop.

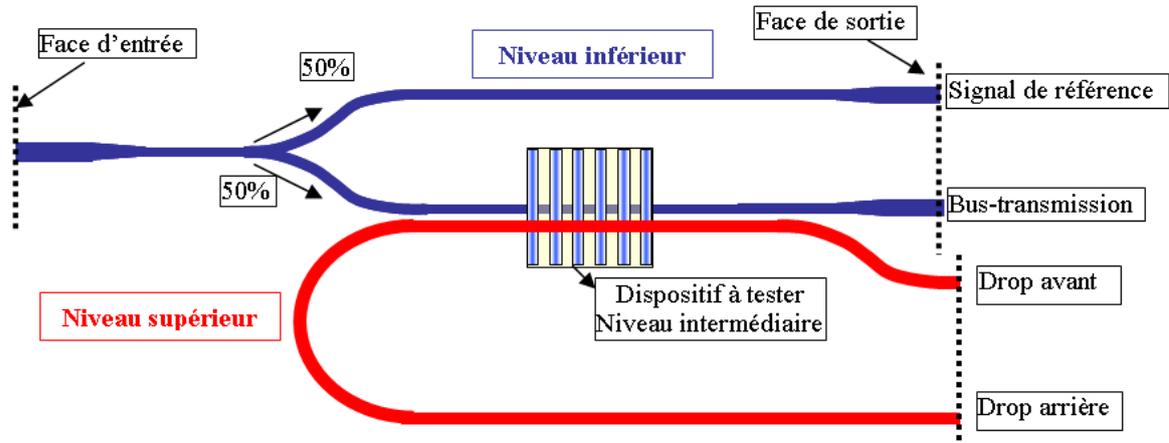


FIGURE 5.32 – Conception des masques pour la réalisation et la caractérisation de add-drop verticaux. La partie “drop” est située sur un niveau supérieur. Le guide d’onde drop avant est aligné au dessus de la microcavité sur le guide d’onde bus du niveau inférieur (un décalage entre le guide bus et drop a été volontairement fait par souci de clarté).

5.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le couplage entre un guide d’onde réfractif et un résonateur à cristal photonique. Nous avons vu que ce couplage peut être très efficace, que le résonateur à cristal photonique exploite un mode de Bloch en Γ à forte (réseau de micropiliers) ou à faible résonance (microcavité). Cela est rendu possible car la composante de Fourier majoritaire des modes de Bloch étudiés est située en $2\pi/a$, sous le cône de lumière.

Même si des améliorations peuvent être apportées, plus de 90% d’extraction de la lumière du guide d’onde vers l’extérieur peuvent être atteints dans le cas du couplage d’un guide à la microcavité. Cette forte efficacité a permis en outre, d’étudier la réalisation d’un add-drop vertical constitué d’une microcavité à cristaux photoniques et de deux guides d’onde réfractifs. Nous avons vu qu’environ 65% de transfert du guide d’onde bus vers le guide d’onde drop peuvent être obtenus théoriquement.

Les échantillons permettant de valider expérimentalement le couplage sont en cours de fabrication, en collaboration avec le LETI-CEA. Ces échantillons permettront également de tester la robustesse du composant aux imperfections technologiques.

Conclusion et perspectives

L'élaboration de circuits photoniques intégrés 3D nécessite la conception, la fabrication et la réalisation de nouvelles "briques de base" ayant la capacité d'accomplir une fonction et de la communiquer vers l'extérieur.

Au cours de ce travail, nous avons cherché à concevoir quelques éléments qui trouveraient leur place dans un futur circuit optique 3D. Ces composants devaient également se plier aux contraintes imposées par la microélectronique.

Pour atteindre de tels objectifs, nous avons choisi de développer des composants à base de cristaux photoniques membranaires à fort contraste d'indice. Ceux-ci permettent en effet un contrôle de la lumière dans des volumes restreints pendant des temps toujours plus longs. De plus, l'ouverture vers la troisième direction de l'espace est rendue possible par l'utilisation de modes de Bloch situé au dessus du cône de lumière, en particulier au point Γ de la courbe de dispersion.

Les composants à base de cristaux photoniques pour la photonique intégrée

Nous nous sommes focalisés sur des cristaux photoniques constitués de réseaux de microplots ou de tiges diélectriques, en silicium pour des applications passives, ou bien en semiconducteur III-V pour la réalisation de sources lasers. Ainsi, divers composants ont été démontrés :

- L'utilisation des modes de Bloch à fortes résonances en Γ a permis de réaliser des microlasers à faible seuil et à émission par la surface dans des cristaux photoniques à réseaux de microplots. Par ailleurs, nous avons montré que l'utilisation d'hétérostructures photoniques permettait une réduction du volume modal assortie d'une hausse du facteur de qualité du mode de Bloch en Γ .
- L'exploitation de modes de Bloch en Γ à faible résonance a permis de réaliser des miroirs large bande sensibles ou non à la polarisation. A partir de ces miroirs, des microcavités constituées uniquement de miroirs à cristaux photoniques en silicium ont également été fabriquées et caractérisées. Les facteurs de qualité expérimentaux ont permis de lancer la fabrication de VCSEL ultra-compacts combinant des miroirs à cristaux photoniques en silicium et en InP.

Tous ces composants ont été optimisés pour un fonctionnement autour de $1.5\mu m$. Leur fabrication exploite les procédés technologiques issus de la microélectronique et l'intégration hétérogène de matériaux semiconducteurs III-V sur silicium en vue de leur intégration dans un

circuit photonique intégré.

Photonique et intégration

Dans le but de réaliser des composants ayant la capacité de communiquer vers l'extérieur, nous nous sommes également penchés sur l'optimisation du diagramme de rayonnement des composants ainsi que sur la possibilité de coupler efficacement les dispositifs à un guide d'onde réfractif.

Concernant l'étude du diagramme d'émission des structures, nous avons vu qu'il était possible de modifier l'émission des modes de Bloch ne se couplant pas dans la direction verticale, par la modification des symétries du mode de Bloch (dans une cellule élémentaire ou dans la structure dans son ensemble). Ainsi, il est possible d'allier forts facteurs de qualité, par l'utilisation de modes de Bloch à fortes résonances en Γ , et émission directive.

Le couplage d'un guide d'onde ruban, en silicium, avec des dispositifs à base de cristaux photoniques s'est avéré très efficace, en particulier pour le couplage avec une microcavité à double cristaux photoniques où presque 95% d'extraction du guide d'onde a été obtenue en simulation (FDTD 3D). Ces fortes efficacités de couplage a permis de montrer qu'un composant de type "add-drop" vertical, composé de deux guides d'onde rubans et d'une microcavité à double cristaux photoniques, peut être envisagé. Des efficacités de transfert de plus de 65% ont été obtenues. Une augmentation de l'efficacité de transfert doit passer par une conception plus fine de la microcavité, en particulier pour l'obtention de modes de symétries opposées dans la cavité, quasi-dégénérés, et par la réduction des pertes par couplage entre deux objets de nature différente (association de l'optique réfractive et diffractive).

Perspectives

De nombreuses suites peuvent être données à ce travail.

Tout d'abord à court terme des validations expérimentales peuvent être effectuées :

- Sur l'association microfluidique et cristaux photoniques constitués de réseaux de microplots : des caractérisations des microlasers en présence de fluides d'intérêts biologiques vont être menées afin de déterminer la sensibilité des composants (concentrations minimales de molécules d'intérêts biologiques qu'il est possible de détecter) ;
- Sur le couplage entre un guide d'onde et un composant à cristal photonique : les échantillons, en cours de fabrication, vont être caractérisés sous peu ;
- Sur la réalisation d'une microcavité verticale "chaude", également en cours de fabrication en collaboration avec le LETI-CEA pour la démonstration d'un VCSEL constitué uniquement de miroirs à cristaux photoniques.

Si ces caractérisations sont concluantes, alors plusieurs voies pourraient être envisagées à

plus long terme.

Autour du domaine des biocapteurs, des nouvelles méthodes de détections et de manipulations de particules biologiques pourraient être exploitées grâce à la possibilité qu'ont les fluides de circuler au travers de cristaux photoniques de microplots. Le fluide peut être vu comme un moyen de manipulation des photons ou à l'inverse, les forces optiques peuvent également agir sur l'environnement fluide. Enfin, les traitements de surfaces possibles (par oxydation pour la rendre hydrophile ou par silanisation pour la rendre très hydrophobe) peuvent également être exploités.

Dans le cadre du couplage entre un guide d'onde et un dispositif à cristaux photoniques, quelques pistes peuvent être envisagées pour améliorer l'efficacité de couplage :

- La conception d'une microcavité dont les deux premiers modes, utilisés pour obtenir 100% d'extraction, soient plus proches spectralement et avec des facteurs de qualité similaires ;
- L'adaptation des contours des cristaux photoniques afin d'obtenir un couplage avec le moins de pertes possibles ;
- Une configuration différente de celle étudiée jusqu'à présent (la configuration "verticale") peut également être exploitée pour le couplage d'un guide d'onde à une microcavité à double cristaux photoniques. Il s'agit de considérer le prolongement d'une des lames du miroir à cristal photonique comme le guide d'onde. Celle-ci est corruguée au niveau du cristal photonique pour permettre un couplage au mode de Bloch (le schéma du miroir à cristal photonique est donné figure 1). Des premiers résultats de simulations ont montré une forte baisse du facteur de qualité du mode de la cavité (il a été divisé par 4) et les cartographies du champ dans la structure indiquent qu'une partie de la lumière est couplée dans la cavité (figure 2). La proportion de puissance du guide couplée à la microcavité n'a cependant pas encore été évaluée.

Enfin, l'un des plus gros freins à la réalisation de circuits photoniques intégrés reste la possibilité d'injecter électriquement les composants. Des études dans ce sens sont actuellement en cours, notamment dans le cadre du programme ANR HEVICAL sur une microcavité à double cristaux photoniques.

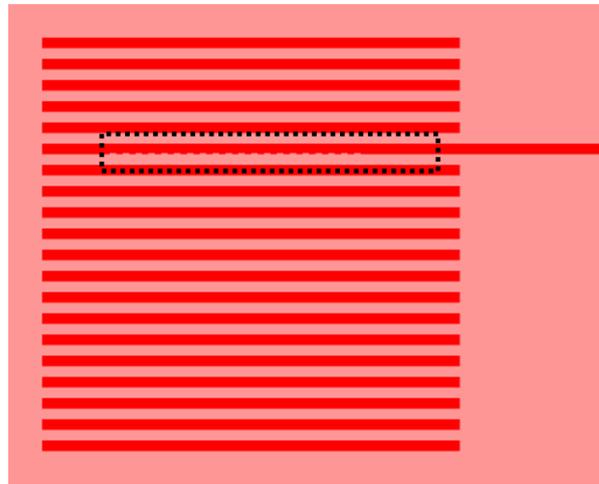


FIGURE 1 – Schéma du miroir à cristal photonique inférieur d'une microcavité. L'une des lames est corruguée, permettant ainsi le couplage entre le mode guidé de la lame prolongée avec le mode de la microcavité, mode hybride présentant à la fois une composante "guidée" (dans le cristal photonique) et une composante "rayonnée" (dans la microcavité).

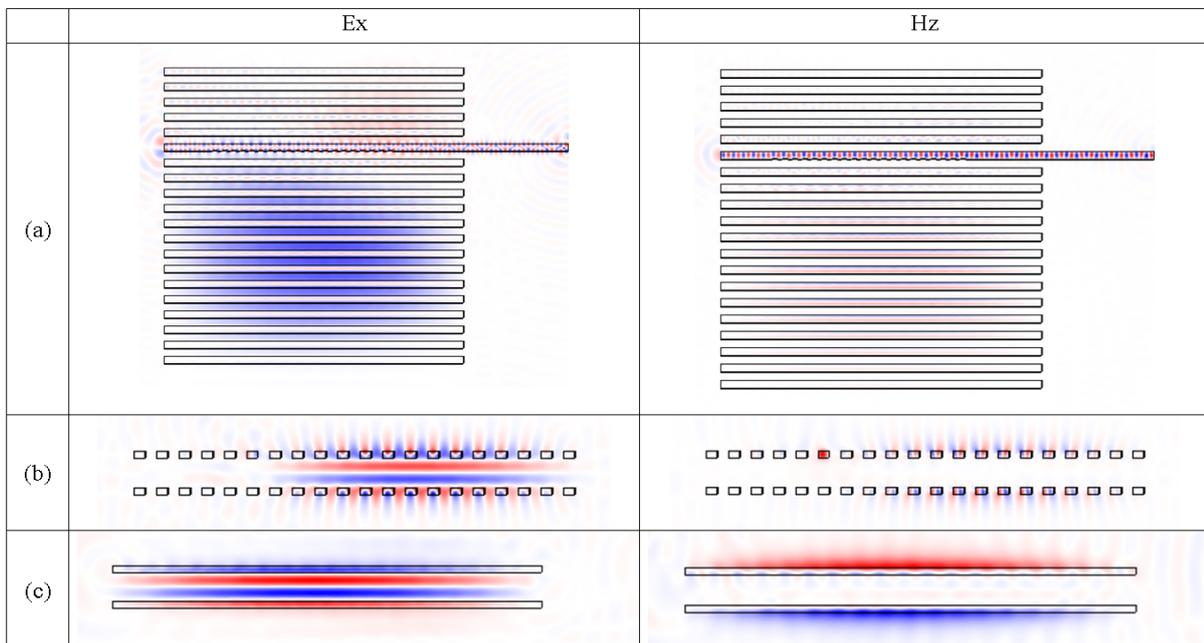


FIGURE 2 – Cartographies des composantes du champ Hz et Ex dans une microcavité à double cristaux photoniques 1D couplée, par l'intermédiaire d'une corrugation réalisée sur l'une des lames, à un guide d'onde en silicium créé par le prolongement d'une des tiges du miroir à cristal photonique inférieur.

Annexe A

Symétries des modes dans les cristaux photoniques

Nous voulons étudier le couplage en Γ des modes d'un CP 2D constitué d'une maille carrée de piliers diélectriques. La symétrie spatiale des modes propres peut permettre ou interdire le couplage avec une onde plane extérieure [30, 120]. C'est une propriété importante puisqu'elle pourra expliquer par exemple l'absence de perte par diffraction dans les CP. Ce classement des modes selon leur symétrie est d'autre part indispensable pour comprendre et comparer les spectres de réflexion et de transmission des CP avec leur diagramme de bandes.

Afin de déterminer la symétrie de chacun des modes du CP, nous devons faire appel à la théorie des groupes. Nous décrivons ici la méthode pour attribuer à chacun des modes sa symétrie, dans le cas de CP 2D d'abord, puis dans le cas de CP de dimensions latérales et de hauteur finies. Le détail des calculs sont donnés dans le cas de la maille carrée. Le cas de la maille triangulaire (ou graphite) n'est pas traité en détails, seuls les résultats sont explicités dans le dernier paragraphe.

Théorie des groupes pour les CP 2D : généralités. Application à la maille carrée

Dans le cas de CP 2D constitués soit de piliers diélectriques infinis soit de trous infinis dans la direction verticale, le système est invariant dans la direction z et le vecteur d'onde \mathbf{k}_z n'a aucune restriction. La périodicité de l'indice dans le plan (x,y) nous permet d'appliquer le théorème de Bloch et de restreindre l'étude à la première zone de Brillouin de l'espace réciproque. Si $\mathbf{k}_z = 0$, de façon à ce que la lumière se propage dans le plan xy avec un vecteur d'onde $\mathbf{k}_{//}$, alors on peut classer les modes selon deux polarisations distinctes : la polarisation TE (\mathbf{H}) pour laquelle le champ magnétique est parallèle à la direction z (\mathbf{H}_z) et la polarisation TM (\mathbf{E}) pour laquelle le champ électrique est parallèle à l'axe z (\mathbf{E}_z). En 2D, aucune opération de symétrie ne peut ramener \mathbf{H}_z sur \mathbf{E}_z et vice versa. Ces deux polarisations sont donc à considérer indépendamment

l'une de l'autre.

Dans un cristal photonique 2D, outre la symétrie de translation imposée par la variation périodique de la constante diélectrique, il existe d'autres symétries spatiales, relatives à la géométrie de la structure. Nous regarderons les symétries possibles dans le cas d'une maille carrée de piliers diélectriques.

Classification des symétries à l'aide de la théorie des groupes. Application à la structure 2D à réseau carré

La théorie des groupes permet de définir plusieurs types de symétries :

- La reflection miroir, qui transforme par exemple n par $-n$, est notée par : σ_n . Les symétries qui transforment les coordonnées x par $-x$, y par $-y$ et z par $-z$ sont notées : σ_x , σ_y et σ_z respectivement. L'opération σ'_d change (x, y) en (y, x) et σ''_d , (x, y) en $(-x, -y)$; σ_v est une symétrie miroir contenant l'axe principal de rotation ;
- Les opérations de rotation (dans le sens trigonométrique usuel) sont notées par : C_n où n signifie une rotation de $\frac{2\pi}{n}$. C_n^{-1} signifie que la rotation a lieu dans le sens des aiguilles d'une montre ;
- L'opération identité qui laisse la structure invariante est notée : E .

A noter qu'il existe aussi l'opération de rotation impropre (rotation suivie d'une réflexion horizontale) et l'opération de centre d'inversion ou de symétrie. Mais nous n'en avons pas besoin ici. Les structures classiques de cristaux photoniques (maille carrée, triangulaire ou graphite) sont des cas relativement simples d'application de la théorie des groupes.

En cristallographie par exemple (ou en chimie aussi!), chaque type de maille peut être décrit par un ensemble d'éléments de symétrie. Chaque ensemble est appelé un **point de groupe cristallographique**. Le nombre d'éléments de symétrie dans chaque point de groupe définit l'**ordre** du groupe.

Toutes les opérations de symétries possibles de la structure à maille carrée constituent le point de groupe C_{4v} ⁵ :

$$C_{4v} = \{E, C_4, C_4^{-1}, C_2, \sigma_x, \sigma_y, \sigma'_d, \sigma''_d\} \quad (\text{A.1})$$

Elles sont représentées dans la figure A.1. Les rotations ont pour axe principal dans ce cas, l'axe z . Les axes x et y sont équivalents puisque la périodicité de la constante diélectrique $\varepsilon(r)$ est la même suivant ces deux directions.

De manière générale, les opérations de symétries peuvent être représentées par des matrices :

$$R_E = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

5. sur les groupes de symétries : C signifie que le groupe est cyclique (D pour diédral, T pour tétraédral,... ce sont les points de groupe cristallographiques), h pour "horizontal planes" et v pour "vertical planes".

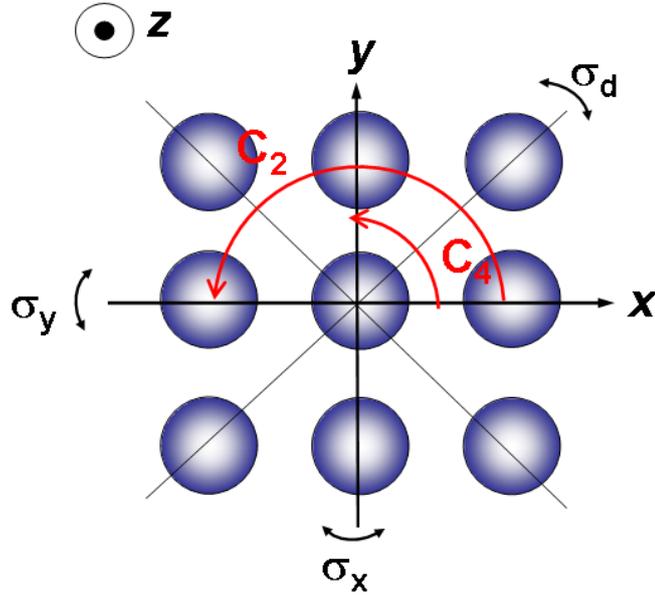


FIGURE A.1 – Principales opérations de symétries pour un CP 2D à maille carrée. Cette géométrie de structure appartient au groupe C_{4v} .

$$R_{C_4} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$R_{\sigma_x} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$R_{\sigma'_d} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \dots$$

Chaque point de groupe, C_{4v} , C_{2v} ou C_{1h}, \dots , possède des **représentations irréductibles** (on peut réduire les éléments d'une matrice - *représentation réductible* - en ses consituants - *représentation irréductible*). Chacune de ces représentations irréductibles est désignée par un symbole de Mulliken :

- **A** pour une représentation irréductible non dégénérée (1D) et symétrique par rapport à la rotation autour de l'axe d'ordre le plus élevé C_n ;
- **B** pour une représentation irréductible non dégénérée (1D) et anti-symétrique par rapport à la rotation autour de l'axe d'ordre le plus élevé C_n ;
- **E** pour une représentation irréductible dégénérée 2 fois.
- **T** ou **F** pour une représentation irréductible dégénérée 3 fois.

Ces symboles sont indicés :

- **1** si c'est symétrique par rapport à un axe C_2 perpendiculaire à l'axe principal C_n ou, en l'absence de cet axe, par rapport à la réflexion miroir dans le plan σ_v ;
- **2** si c'est anti-symétrique par rapport à un axe C_2 perpendiculaire à l'axe principal C_n ou par rapport à la réflexion miroir dans le plan σ_v ;

Chaque représentation irréductible possède sa propre symétrie spatiale exprimée par son **caractère**. Un exemple : on considère un mode B1 (cf carto de Hz de la bande 5) dont on note le caractère par χ_{B1} . On suppose que $f_{B1}(\mathbf{r}_{//})$ est une base de la représentation B1. La théorie des groupes dit que pour toutes les opérations de symétries R du point de groupe C_{4v} , on peut écrire :

$$Rf_{B1}(\mathbf{r}_{//}) = \chi_{B1}(R)f_{B1}(\mathbf{r}_{//})$$

et :

$$\chi_{B1}(R) = \begin{cases} 1 & \text{pour } R = E, C_2, \sigma_x, \sigma_y \\ -1 & \text{pour } R = C_4, C_4^{-1}, \sigma'_d, \sigma''_d \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Pour les autres représentations 1D, on peut écrire le même genre d'équations. Dans le cas de modes dégénérés, il existe deux fonctions propres qui ont la même fréquence. On les écrit de la façon suivante : $f_E^{(1)}(\mathbf{r}_{//})$ et $f_E^{(2)}(\mathbf{r}_{//})$. Les opérations de symétries R appliquées sur ces fonctions les transforment de la façon suivante :

$$Rf_E^{(1)}(\mathbf{r}_{//}) = A_{11}(R)f_E^{(1)}(\mathbf{r}_{//}) + A_{12}(R)f_E^{(2)}(\mathbf{r}_{//})$$

$$Rf_E^{(2)}(\mathbf{r}_{//}) = A_{21}(R)f_E^{(1)}(\mathbf{r}_{//}) + A_{22}(R)f_E^{(2)}(\mathbf{r}_{//})$$

Et la théorie des groupes donne le caractère de la représentation irréductible E :

$$\text{Tr}(A) = A_{11} + A_{22} = \chi_E(R)$$

Le caractère est la trace de la matrice de l'opération de symétrie seulement dans le cas dégénéré. Pour chacun des points de groupe, on peut alors construire une table de caractères, définie comme dans la figure A.2.

A noter cependant que les caractères peuvent se trouver facilement de la manière suivante à partir des carto des modes : si l'on choisit la carto d'un mode de représentation irréductible B1 (bande 5 de la maille carrée), il est facile de voir que la carto est invariante par opérations de symétries $E, C_2, \sigma_x, \sigma_y$, d'où $\chi_{B1}(R) = 1$. L'inverse est vérifiable pour les opérations de symétries $C_4, C_4^{-1}, \sigma'_d, \sigma''_d$ pour lesquelles $\chi_{B1}(R) = -1$.

- **1** : symbole représentant le point de groupe en question ;
- **2** : liste des opérations de symétries pour ce groupe. Le nombre devant le nom de l'opération indique le nombre d'éléments de symétrie équivalent (qui ont le même caractère).

C_{3v}	E	$2C_3$	$3\sigma_v$		
A_1	1	1	1	z	$x^2 + y^2, z^2$
A_2	1	1	-1	R_z	
E	2	-1	0	$(x, y)(R_x, R_y)$	$(x^2 - y^2, xy)(xz, yz)$

FIGURE A.2 – Définition des données d'une table de caractère

- 3 : symbole de Mulliken, pour les représentations irréductibles du point de groupe ;
- 4 : tableau des caractères du groupe de la représentation irréductible ;
- 5 : dans cette colonne, les lettres x, y et z réfèrent à une translation suivant l'axe, et les R_n à une rotation suivant l'axe n . Ce sont des vecteurs qui fournissent la base de la représentation irréductible.
- 6 : produit binaire de deux opérations de symétries (pas nécessaire).

Les tables de caractères pour les points de groupe qui nous intéressent se trouvent tableaux A.1, A.2 et A.3.

C_{4v}	E	$2C_4$	C_2	$2\sigma_v$	$2\sigma_d$
A_1	1	1	1	1	1
A_2	1	1	1	-1	-1
B_1	1	-1	1	1	-1
B_2	1	-1	1	-1	1
E	2	0	-2	0	0

TABLE A.1 – Table de caractère du point de groupe C_{4v}

C_{2v}	E	C_2	σ_y	σ_x
A_1	1	1	1	1
A_2	1	1	-1	-1
B_1	1	-1	1	-1
B_2	1	-1	-1	1

TABLE A.2 – Table de caractère du point de groupe C_{2v}

C_{1h}	E	σ
A	1	1
B	1	-1

TABLE A.3 – Table de caractère du point de groupe C_{1h}

Les opérations de symétrie σ_x et σ_y ou C_4 et C_4^{-1} ont le même caractère. Elles sont donc représentées respectivement par les opérations $2\sigma_v$ et $2C_4$. Le chiffre 2 devant les symboles signifie qu'il y a deux éléments conjugués qui ont le même caractère (cf point 2 de la figure A.2).

Maintenant, revenons à notre problème. On considère dans l'espace réciproque de la maille carrée, la première zone de Brillouin représentée figure A.3. Les points Γ et M restent invariants sous l'action des éléments de symétries du point de groupe C_{4v} . De même, le point X reste invariant par opérations de symétrie du groupe C_{2v} , où $C_{2v} = \{E, C_2, \sigma_x, \sigma_y\}$. On observe aussi :

$$\begin{aligned}
 M_{\Delta} &= \{E, \sigma_y\} \equiv C_{1h} \\
 M_{\Sigma} &= \{E, \sigma_d\} \equiv C_{1h} \\
 M_Z &= \{E, \sigma_x\} \equiv C_{1h}
 \end{aligned}$$

Nous avons défini quelques éléments de la théorie des groupes afin de décrire l'ensemble des opérations de symétrie d'une structure périodique 2D à maille carrée. Cette étude est nécessaire

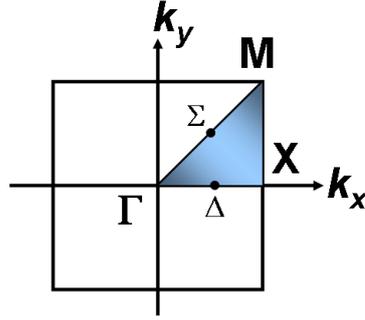


FIGURE A.3 – Première zone de Brillouin de la maille carrée

car elle permet de connaître la symétrie de chacun des modes propres associés au CP 2D sur chacun des points de haute symétrie de la zone de Brillouin.

Attribution d'une représentation irréductible à chaque mode propre

Lorsque l'on veut associer une représentation irréductible (une symétrie particulière appartenant à un point de groupe) à un mode, il est très utile de faire appel aux **relations de compatibilités**, qui nous renseignent sur la relation entre une représentation irréductible et le vecteur $\mathbf{k}_{//}$. Les relations de compatibilités sont données dans le tableau 1. Il s'agit de relier, pour chacun des points de haute symétrie, les représentations irréductibles qui ont le même caractère.

Le tableau A.4 se lit de la façon suivante : si au point Γ on a attribué la représentation irréductible

		Σ	Δ
Γ	A_1	A	A
	A_2	B	B
	B_1	B	A
	B_2	A	B
	E	A+B	A+B
M	A_1, B_2	A	-
	A_2, B_1	B	-
	E	A+B	-
X	A_1, B_1	-	A
	A_2, B_2	-	B

TABLE A.4 – Relations de compatibilité pour la maille carrée

A_1 , alors on aura au point Σ la représentation irréductible A , ainsi de suite pour chacun des points de haute symétrie.

Enfin, une procédure de **réduction** permet d'obtenir la représentation irréductible associée à un point de haute symétrie de l'espace réciproque. Tous ces résultats sont donnés dans le

tableau A.5 pour les points de haute symétrie Γ , M et X de l'espace réciproque de la maille carrée.

Symétries	Point	Vecteur \mathbf{k}	$\frac{\omega a}{2\pi c}$ dans l'espace libre	Représentation irréductible
C_{4v}	$\Gamma^{(1)}$	$\pi/a(0,0)$ [1]	0	A_1
	$\Gamma^{(2)}$	$\pi/a(2,0)$ [4]	1	$A_1 + B_1 + E$
	$\Gamma^{(3)}$	$\pi/a(2,2)$ [4]	$\sqrt{2}$	$A_1 + B_2 + E$
	$\Gamma^{(4)}$	$\pi/a(4,0)$ [4]	2	$A_1 + B_1 + E$
C_{4v}	$M^{(1)}$	$\pi/a(1,1)$ [4]	$1/\sqrt{2}$	$A_1 + B_2 + E$
	$M^{(2)}$	$\pi/a(3,1)$ [8]	$\sqrt{10}/2$	$A_1 + A_2 + B_1 + B_2 + 2E$
C_{2v}	$X^{(1)}$	$\pi/a(1,0)$ [2]	1/2	$A_1 + B_1$
	$X^{(2)}$	$\pi/a(1,2)$ [4]	$\sqrt{5}/2$	$A_1 + A_2 + B_1 + B_2$
	$X^{(3)}$	$\pi/a(3,0)$ [2]	3/2	$A_1 + B_1$
	$X^{(4)}$	$\pi/a(3,2)$ [4]	$\sqrt{13}/2$	$A_1 + A_2 + B_1 + B_2$

TABLE A.5 – Représentations irréductibles données pour chacun des points de haute symétrie (superposition d'ondes planes em dans l'espace libre dont les vecteurs d'ondes correspondent à ceux de l'espace réciproque du réseau). Les nombres entre parenthèse carrée sont le nombre de vecteurs d'ondes \mathbf{k} équivalent.

La règle générale est que toute fonction propre solution des équations de Maxwell dans un CP possède une représentation irréductible du point de groupe auquel appartient la structure. Autrement dit, chaque mode de la structure peut être associé à une représentation irréductible du point de groupe. Nous donnons un exemple pour notre structure 2D à réseau carré. Pour obtenir l'association d'un mode sur un point de haute symétrie et de sa représentation irréductible, comme le montre la figure A.4, il faut connaître la symétrie de quelques modes en examinant leurs fonctions propres obtenues par calcul numérique ou bien regarder directement la symétrie des modes d'après leur carto en un point de haute symétrie particulier. Ensuite, il suffit de consulter les tableaux A.4 et A.5 pour attribuer à chacun des modes du diagramme de bandes sa symétrie associée. La symétrie de ces états propres a un impact très important sur la répartition du champ dans la structure. On peut s'en apercevoir en regardant les cartographies du champ des modes d'intérêt. En fait pour résumer, attribuer une symétrie à un mode par la théorie des groupes n'est pas une chose très simple de prime abord. Cependant, beaucoup de gens y ont déjà réfléchi, on peut donc se référer à ce qui a été fait pour divers types de mailles (carrée, triangulaire ou graphite), notamment retrouver les tableaux A.4 et A.5. En s'appuyant sur les cartographies des modes en Γ par exemple, on peut déterminer la symétrie de ces modes et de ceux en M et X grâce aux tableaux A.4 et A.5 correspondants à la géométrie de la maille que l'on utilise.

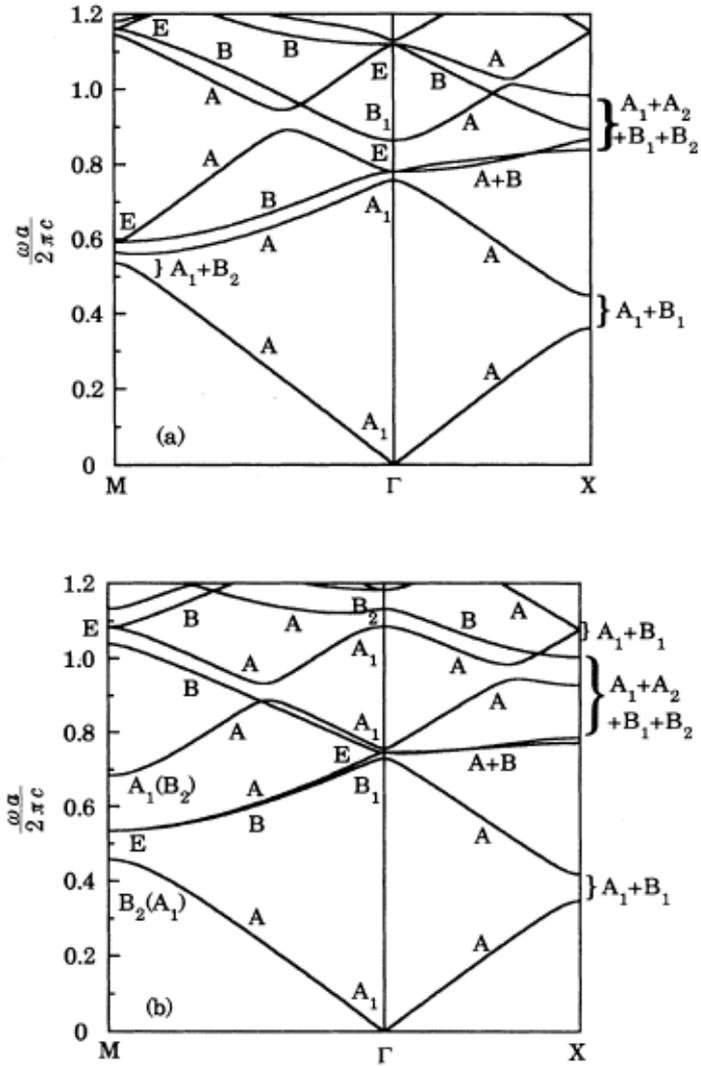


FIGURE A.4 – Diagramme de bandes d'une structure 2D à maille carrée constituée de piliers diélectriques. La première figure correspond à la polarisation H (TE) et la seconde à la polarisation E (TM). A chacun des modes (des directions Γ , X, M, Δ et Σ) est associé une représentation irréductible (d'après [121]).

Phénomènes relatifs à la symétrie des modes propres

La symétrie des modes propres donne naissance à des modes qui ne pourront pas se coupler avec une onde plane extérieure. Les modes B dans les directions Δ et Σ du diagramme de bandes sont anti-symétriques par opérations de symétrie σ_y (réflexion miroir par rapport au plan x,z) et σ_d (réflexion miroir par rapport au plan contenant le vecteur $(1,1)$ et l'axe z). Regardons d'abord en Δ ce qu'il se passe : considérons une onde plane polarisée TM incidente sur le CP qui se propage dans la direction x (ΓX). Son champ électrique s'écrira :

$$E_z = E_{z0} \exp\{i(kx - \omega t)\} \quad (\text{A.3})$$

Ce champ ne dépend pas de la coordonnée y , il est donc symétrique par opération de symétrie σ_y . Le recouvrement effectif avec les modes B anti-symétriques dans la direction Δ sera nul, l'onde incidente ne pourra donc pas exciter ces modes.

De même, un raisonnement identique montre que si l'onde incidente est orientée selon le vecteur $(1,1)$, soit dans la direction ΓM , elle ne pourra pas se coupler aux modes B du point Σ .

Des arguments similaires montrent que les modes B des directions Δ et Σ ne se couplent pas avec une onde plane extérieure polarisée TE (H_z) se propageant selon la direction x .

Cas du couplage en Γ

La théorie des groupes appliquée aux cristaux photoniques 2D et 3D permet de déterminer le couplage entre les modes du CP et une onde plane extérieure. Ce couplage peut être par exemple source de pertes ou peut être utilisé comme source d'excitation d'un mode du CP. L'onde plane extérieure peut être incidente dans n'importe quelle direction et posséder n'importe quelle polarisation. Comment savoir si le couplage est possible ? Il y a deux manières de le connaître : soit en étudiant les cartographies du champ des modes, soit à l'aide d'un raisonnement théorique émanant de la théorie des groupes. Nous prendrons l'exemple du point Γ .

Détermination à partir des cartographies du mode

La détermination du couplage entre une onde plane extérieure et un mode du CP est possible par l'étude des cartographies du champ. En général, si l'on étudie la polarisation TE ou "even" dans le cas d'un CP membranaire (TM ou "odd") on regarde la composante H_z (resp. E_z). Cette étude est possible partout sauf en Γ pour la raison suivante : une onde plane incidente sur le CP se propageant dans la direction z n'aura aucune composante sur l'axe z (d'après la définition d'une OP). Pour regarder ce couplage en Γ , il faut donc regarder en TE les composantes E_x et E_y et en TM H_x et H_y . Le champ de l'onde plane se propageant selon z , polarisée indifféremment selon x ou y est uniforme dans un plan (x,y) (z quelconque). Une façon donc de déterminer le couplage ou non des modes du CP en Γ est ainsi de regarder les composante x et y du champ selon x et y en Γ : si l'intégrale sur une cellule élémentaire est nulle alors le mode ne pourra

pas se coupler (voir sur la figure A.5). Si en revanche elle paraît être différente de zéro, alors le mode pourra se coupler⁶. Cette étude permet seulement de savoir s’il y a couplage ou non, pas de connaître **quantitativement** ce couplage (nous avons vu cet effet dans le chapitre 4).

Si l’on réalise cette étude pour chacun des modes (even ou odd) du CP à maille carrée, on

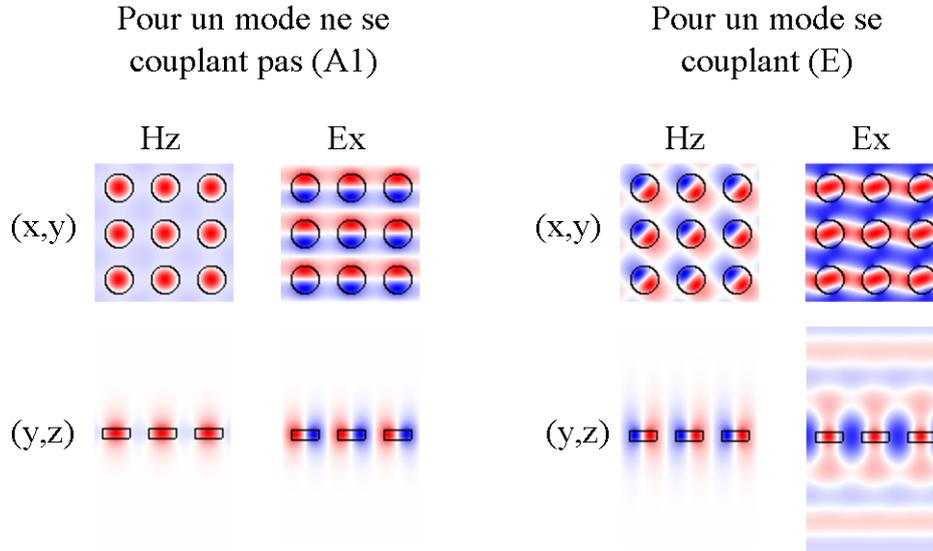


FIGURE A.5 – Exemple de détermination du couplage, dans la direction verticale, d’un mode de Bloch situé en Γ dans un cristal photonique à maille carrée de piliers diélectriques.

s’aperçoit que le couplage en Γ avec une onde plan (OP) se propageant selon z n’est possible que si les modes sont dégénérés.

Détermination à partir de la théorie des groupes

Nous avons parlé plus haut de la notion de “caractère”. Rappelons que le caractère rend compte de la symétrie spatiale d’une représentation irréductible d’un point de groupe.

- Si $\chi = 1$ par application d’une opération de symétrie sur une représentation irréductible alors cette représentation irréductible est symétrique par cette opération de symétrie ;
- Si $\chi = -1$ c’est anti-symétrique.

Pour savoir si le couplage est possible entre un mode du CP et une onde plane extérieure (quelque soit son incidence et sa polarisation) il faut connaître la table de caractère de chacune des parties mises en jeu (modes du CP-OP) pour une structure particulière.

Il y a couplage si les caractères sont identiques pour les mêmes opérations de symétrie (et dans ce cas, les caractères de l’onde plane forment une base pour la représentation

6. pour effectuer l’intégrale : l’intégrale est réalisée dans chacun des milieux ayant un indice différent (pondération par le ϵ_r des piliers ou de la membrane pour des trous). Pour qu’il n’y ait pas couplage, il faut que cette intégrale soit nulle dans l’air et dans le milieu d’indice n .

irréductible étudiée).

Si les caractères sont différents, alors le couplage est impossible (pas de correspondance entre les symétries spatiales).

Exemple pour le couplage en Γ d'une onde plane se propageant selon z avec les modes du CP étudié (maille carrée)

• Une onde plane, qui se propage selon z , est dite **dégénérée**, puisqu'à la même fréquence il existe deux fonctions propres possibles : celle de polarisation E_x (de vecteur d'onde k_z) et celle de polarisation E_y (de même vecteur d'onde k_z). Nous allons déterminer la table de caractère pour l'onde plane en Γ qui possède la symétrie C_{4v} (où $C_{4v} = \{E, 2C_4, C_2, 2\sigma_v, 2\sigma_d\}$, le "2" signifiant qu'il existe deux symétries (par exemple pour les rotations, une dans le sens trigonométrique l'autre pas) dont les caractères sont identiques) pour la maille carrée. Pour l'onde plane, considérée comme un mode dégénéré, la théorie des groupes définit le caractère de la manière suivante :

$$Rf_{E_x} = A_{11}(R)f_{E_x} + A_{12}(R)f_{E_y}$$

$$Rf_{E_y} = A_{21}(R)f_{E_x} + A_{22}(R)f_{E_y}$$

où :

$$Rf_{OP} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} f_{OP}$$

Et ainsi

$$\text{Tr}(A) = A_{11} + A_{22} = \chi_{OP}(R)$$

Pour construire la table de caractère de l'onde plane, il suffit donc de calculer les traces des matrices liées à l'opération de symétrie étudiée. Pour cela, il suffit de tracer un repère orthonormé dans lequel on fait figurer les vecteurs E_x et E_y . Par application d'une symétrie du groupe C_{4v} ces vecteurs se transforment en de nouveaux vecteurs qu'il faut exprimer en fonction des deux premiers (on suppose les vecteurs normalisés). Exemple pour la symétrie C_4 : Voir figure A.6.

Pour la rotation C_4 appliquée à l'onde plane, on peut écrire :

$$C_4 f_{E_x} = 0f_{E_x} + 1f_{E_y} = f'_{E_x}$$

$$C_4 f_{E_y} = -1f_{E_x} + 0f_{E_y} = f'_{E_y}$$

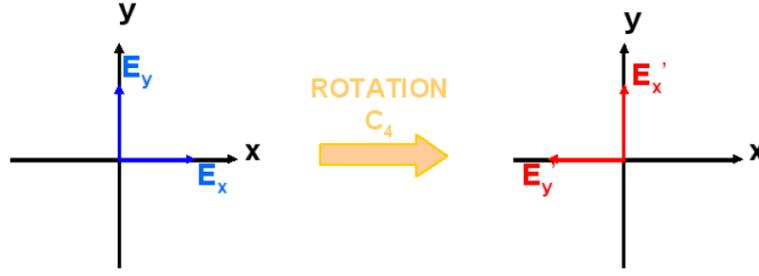


FIGURE A.6 – Transformation des vecteurs E_x et E_y par rotation C_4

où :

$$C_4 f_{OP} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} f_{OP}$$

Et ainsi

$$\text{Tr}(A) = 0 = \chi_{OP}(C_4)$$

De même pour la rotation C_4^{-1} . Des calculs similaires pour les autres opérations de symétrie du groupe C_{4v} conduisent à la table de caractère suivante pour l'onde plane :

C_{4v}	E	$2C_4$	C_2	$2\sigma_v$	$2\sigma_d$
OP (E_x, E_y)	2	0	-2	0	0

TABLE A.6 – Table de caractère pour l'onde plane pour le point de groupe C_{4v}

Par comparaison de cette table de caractère avec celle du point de groupe C_{4v} du paragraphe A, on s'aperçoit que les caractères de l'onde plane forment une base pour l'ensemble de la représentation irréductible E . Donc en Γ , seuls les modes dégénérés E peuvent se coupler à une onde plane se propageant selon z . A cause du désaccord de symétrie entre l'onde plane et les représentations irréductibles A1, B1 et B2, aucun couplage n'est possible.

Grâce à l'étude, par la théorie des groupes ou bien à partir des cartographies du champ, il est alors possible d'attribuer aux modes de Bloch en Γ une représentation irréductible. Cela est donné pour la maille carrée dans un réseau de piliers diélectriques de facteur de remplissage 28% dans la figure A.7.

Tout ce qui a été dit précédemment concerne le cas des cristaux photoniques bidimensionnels. Qu'en est-il d'un CP membranaire ?

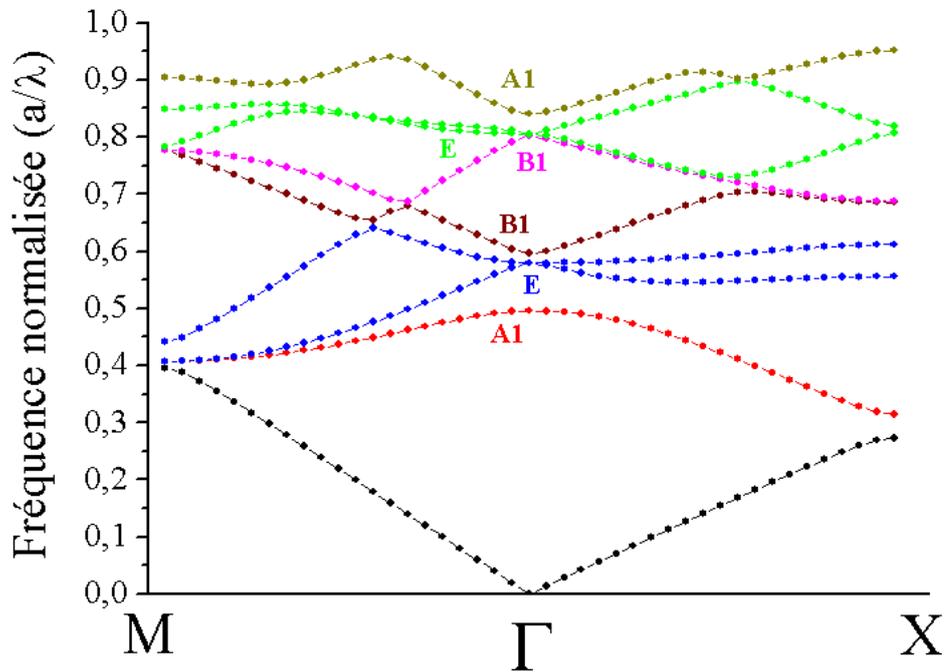


FIGURE A.7 – Diagramme de bandes d'une structure 2D à maille carrée constituée de piliers diélectriques, de facteur de remplissage 28%, en polarisation TE. A chacun des modes en Γ est associé une représentation irréductible, déduite soit de la théorie des groupes, soit à partir des cartographies du champ de chaque mode.

Cas d'un cristal photonique membranaire, ajout de la direction verticale

Jusqu'à présent nous avons étudié le cas de CP infinis selon l'axe z vertical. Que se passe-t-il si l'on rajoute la troisième direction ? La symétrie verticale est rompue, et on ne peut plus parler de polarisation TE ou TM. Cependant, il est toujours possible de classer les modes selon leur parité verticale : on parlera de modes "even" si les modes sont symétriques par rapport au plan (x,y) ($\sigma_z = 1$), de modes "odd" si les modes sont anti-symétriques par rapport au plan (x,y) ($\sigma_z = -1$). Contrairement au cas TE ou TM, toutes les composantes du champ électrique et du champ magnétique sont non nulles dans le cas d'un CP membranaire. Il est possible de montrer cependant (d'après les équations de Maxwell, composantes calculées par [122]), qu'en $z=0$, les modes pairs ont pour composantes non nulles du champ : E_x , E_y et H_z et les modes impairs : H_x , H_y et E_z . Autrement dit en $z=0$, les modes pairs sont purement TE et les modes impairs purement TM. En $z=0$, la théorie des groupes explicitée plus haut est donc toujours valable. La symétrie des modes est-elle conservée en dehors de $z=0$? Autrement dit, est-ce que les résultats précédents sont applicables au cas d'un CP membranaire ? Les résultats de simulations en 3D montrent par exemple que dans le cas even, les composantes E_x , E_y , H_x et H_y ont les mêmes symétries.

Symétries triangulaire ou graphite

Le même raisonnement que précédemment est possible pour d'autres mailles de CP : triangulaire (=hexagonale) ou graphite. Nous allons donc seulement résumer les résultats importants et les outils nécessaires pour déterminer le couplage avec une onde plane quelque soit sa polarisation et sa direction d'incidence.

Toutes les opérations de symétries possibles de la structure à maille triangulaire constituent le point de groupe C_{6v} :

$$C_{6v} = \{E, C_6, C_6^{-1}, C_3, C_3^{-1}, C_2, \sigma_x, \sigma_{x'}, \sigma_{x''}, \sigma_y, \sigma_{y'}, \sigma_{y''}\} \quad (\text{A.4})$$

On rappelle la première zone de Brillouin de la maille triangulaire dans la figure A.8, ainsi que les groupes de symétries auxquels appartiennent les points de haute symétrie du réseau réciproque :

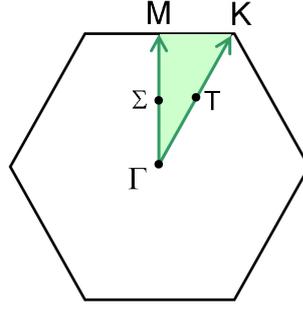


FIGURE A.8 – Première zone de Brillouin de la maille triangulaire (ou graphite)

$$M_{\Gamma} = \{E, 2C_6, 2C_3, C_2, 3\sigma_x, 2\sigma_y\} \equiv C_{6v}$$

$$M_K = \{E, 2C_3, 3\sigma_y\} \equiv C_{3v}$$

$$M_M = \{E, C_2, \sigma_{x''}, \sigma_{y''}\} \equiv C_{1h}$$

$$M_{\Sigma} = \{E, \sigma_x''\} \equiv C_{1h}$$

$$M_T = \{E, \sigma_y\} \equiv C_{1h}$$

Et les tables de caractères pour chacun des points de groupes cités :

C_{6v}	E	$2C_6$	$2C_3$	C_2	$3\sigma_y$	$3\sigma_x$
A_1	1	1	1	1	1	1
A_2	1	1	1	1	-1	-1
B_1	1	-1	1	-1	1	-1
B_2	1	-1	1	-1	-1	1
E_1	2	1	-1	-2	0	0
E_2	2	-1	-1	2	0	0

TABLE A.7 – Table de caractère du point de groupe C_{6v}

C_{3v}	E	$2C_3$	$3\sigma_v$
A_1	1	1	1
A_2	1	1	-1
E	2	-1	0

TABLE A.8 – Table de caractère du point de groupe C_{3v}

Les tables de caractère des points de groupe C_{2v} et C_{1h} ont été rappellées dans le chapitre concernant la maille carrée.

Nous avons aussi besoin des relations de compatibilité pour la maille triangulaire et des représentations irréductibles associées à chacun des points de haute symétrie pour la première zone de Brillouin de la maille triangulaire. Ces résultats se trouvent dans les tableaux suivants.

		T	Σ
Γ	A_1	A	A
	A_2	B	B
	B_1	A	B
	B_2	B	A
	E_1, E_2	A+B	A+B
K	$A1$	A	-
	$A2$	B	-
	E	A+B	-
M	$A1, B_1$	-	A
	$A2, B_2$	-	B

TABLE A.9 – Relations de compatibilité pour la maille triangulaire

Symétries	Point	Vecteur \mathbf{k}	$\frac{\omega a}{2\pi c}$ dans l'espace libre	Représentation irréductible
C_{6v}	$\Gamma^{(1)}$	$2\pi/a(0, 0)$	0	A_1
	$\Gamma^{(2)}$	$2\pi/a(1, -1/\sqrt{3})$	$2/\sqrt{3}$	$A_1 + B_2 + E_1 + E_2$
	$\Gamma^{(3)}$	$2\pi/a(2, 0)$	2	$A_1 + B_1 + E_1 + E_2$
C_{3v}	$K^{(1)}$	$2\pi/a(2/3, 0)$	$2/3$	$A_1 + E$
	$K^{(2)}$	$2\pi/a(2/3, 2\sqrt{3})$	$4/3$	$A_1 + E$
	$K^{(2)}$	$2\pi/a(5/3, -1\sqrt{3})$	$2\sqrt{7}/3$	$A_1 + A_2 + 2E$
C_{2v}	$M^{(1)}$	$\pi/a(1, -1/\sqrt{3})$	$1/\sqrt{3}$	$A_1 + B_1$
	$M^{(2)}$	$\pi/a(1, \sqrt{3})$	1	$A_1 + B_2$
	$M^{(3)}$	$\pi/a(3, 1/\sqrt{3})$	$\sqrt{7}/3$	$A_1 + A_2 + B_1 + B_2$

TABLE A.10 – Résumé pour la maille triangulaire

Maintenant tout est dit, les règles citées plus haut lors de l'étude de la maille carrée s'appliquent au cas de la maille triangulaire et graphite.

Cas de réseaux 1D

On considère ici le cas de réseaux unidimensionnels, l'analyse des symétries est similaire à celle effectuée précédemment. Les conclusions sont en revanche différentes.

On étudie le cas d'un réseau de tiges diélectriques uniformes et infinies dans la direction y , périodiques selon x et de hauteur finies. Les opérations de symétries propres à cette structure appartiennent au point de groupe C_{2v} , où l'on rappelle :

$$C_{2v} = \{E, C_2, \sigma_x, \sigma_y\} \quad (\text{A.5})$$

Ce point de groupe possède 4 représentations irréductibles unidimensionnelles : $A1$, $A2$, $B1$ et $B2$. On peut déjà voir que ce type de structure ne possédera pas de modes dégénérés. En effet, la géométrie de la structure ne lui permet pas de supporter des modes dégénérés contrairement aux réseaux carré ou triangulaire (le nombre de dégénérescence étant lié au nombre de directions de symétrie équivalente du cristal - 2 pour la maille carrée et 3 pour la maille hexagonale).

Signification des représentations irréductibles :

- A/B : symétrie/antisymétrie par rapport à la rotation d'axe z C_2
- 1/2 : symétrie/antisymétrie par rapport à l'opération de symétrie σ_x .

Couplage en Γ d'un mode du CP avec une onde plane

Dans le cas unidimensionnel, l'onde plane ne peut pas être considérée comme dégénérée car une seule polarisation pourra se coupler en Γ , E_x ou E_y selon l'orientation des tiges diélectriques. (Ici, l'orientation des tiges selon y permet le couplage de la composante selon y de l'onde plane. Il s'agira de E_y dans le cas TE et de H_y dans le cas TM).

Un calcul similaire à celui effectué plus haut nous permet d'établir la table de caractère de l'onde plane pour ce point de groupe :

C_{2v}	E	C_2	σ_y	σ_x
OPE E_y	1	-1	-1	1

TABLE A.11 – Table de caractère de l'onde plane

En comparant la table de caractère du tableau A.11 avec celle du point de groupe C_{2v} du tableau A.2, on voit que les caractères sont similaires seulement pour les modes B2. Autrement dit, en Γ pour un réseau 1D, seuls les modes de représentation irréductible B2 pourront se coupler à l'onde plane.

D'autres méthodes peuvent également permettre de déterminer le couplage ou non d'un mode de Bloch avec une onde plane en incidence normale (ou non) sur un cristal photonique [123, 77]. Cependant, la théorie des groupes appliquée au cristaux photoniques reste un outil puissant qui permet de prédire le couplage entre les modes du cristal photonique et une onde plane extérieure incidente sur celui-ci.

Nous avons pris pour exemple le point Γ car l'étude des symétries et du couplage avec une onde plane en ce point permet de prévoir le comportement en réflectivité d'un CP. Elle ne permet

pas en revanche de connaître l'efficacité de ce couplage et d'autres études doivent être menées.

Annexe B

Couplage entre un guide d'onde et une hétérostructure à cristal photonique

Les paramètres pour le cristal photonique (période de 630nm, facteur de remplissage de 38%) ainsi que pour le guide ($e=200\text{nm}$, $l=500\text{nm}$) sont identiques à ceux définis dans le chapitre 5. Nous allons modifier légèrement le diamètre des piliers des rangées extérieures afin de créer une hétérostructure qui permettra de piéger les photons au centre du cristal photonique (cf chapitre 2). Le mode de Bloch sera ainsi confiné latéralement dans la structure. Un schéma de la structure étudiée est représentée figure B.1.

Le facteur de qualité du mode fondamental du mode de Bloch A1 est de 4190 à $1.527\mu\text{m}$, soit près de 1.5 fois plus élevé que dans la structure uniforme.

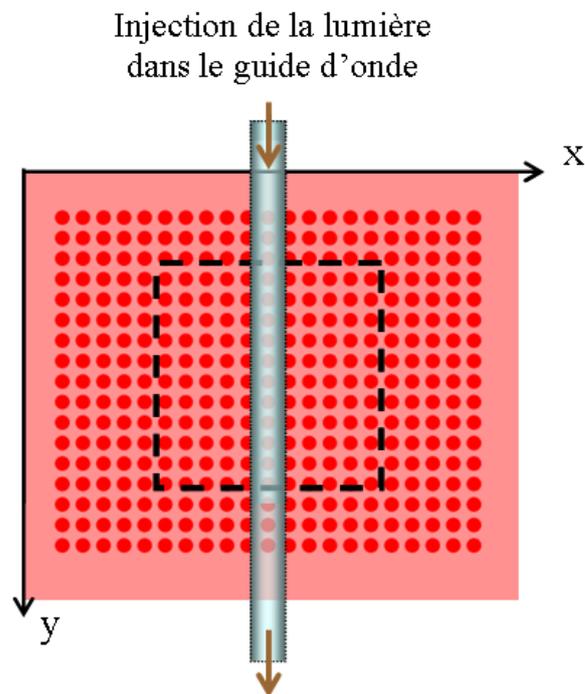


FIGURE B.1 – Schéma de l'hétérostructure étudiée. La période du cristal photonique est 630nm , le facteur de remplissage 38% au centre et 40% pour les barrières. De chaque côté de la cavité centrale de 11×11 piliers, il y a 5 rangées de barrière dans la direction x et 3 rangées dans la direction y , direction d'orientation du guide d'onde.

Le résultat du calcul, par FDTD 3D, du facteur de qualité du cristal photonique couplé est donné figure B.2. Il nous permet de déterminer la distance guide-résonateur en fonction de l'application souhaitée. Pour un composant de type "extracteur", nous choisirons la distance de couplage de façon à obtenir un maximum d'extraction de lumière du guide vers l'extérieur, soit ici autour de 340nm. Dans le cas d'un laser couplé, un facteur de qualité du cristal photonique de quelques milliers sera nécessaire ; nous placerons donc le guide à au moins 380nm du cristal photonique.

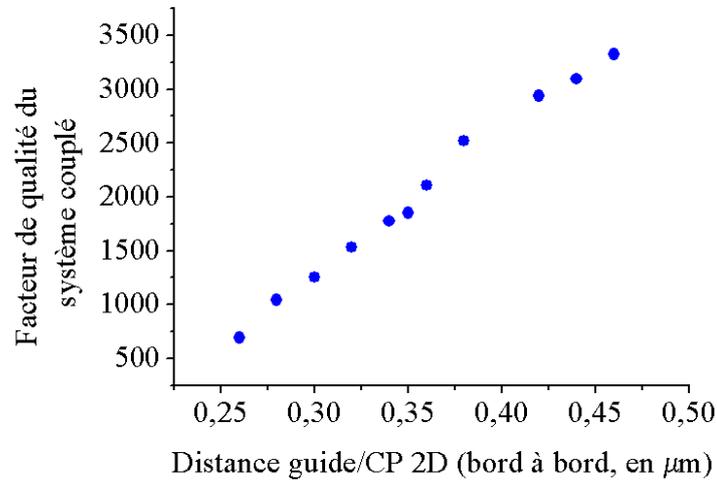


FIGURE B.2 – Facteur de qualité du cristal photonique couplé en fonction de la distance bord à bord entre le guide et le cristal photonique.

L'extraction maximale est obtenue lorsque $Q_{\text{total}} \approx Q_0/2$, ce que l'on obtient à une distance de couplage de $d=340\text{nm}$. A cette distance, le spectre de la puissance réfléchie et transmise dans le guide, donné figure B.3, montre qu'à la longueur d'onde de résonance du mode fondamental de la cavité, la puissance transmise dans le guide atteint 29% et la puissance réfléchie 23%, ce qui est proche des 25% attendus. Le facteur de qualité du mode du cristal photonique s'élève alors à 1770.

Les résultats sont sensiblement identiques à ceux obtenus pour une structure uniforme en termes d'efficacité de couplage et de chute du facteur de qualité du résonateur couplé. L'influence des rangées barrière de l'hétérostructure semble donc minime car les pertes dues au couplage, notamment au moment où le guide entre en zone d'interaction avec le cristal photonique, sont similaires dans le cas de la structure uniforme et de l'hétérostructure.

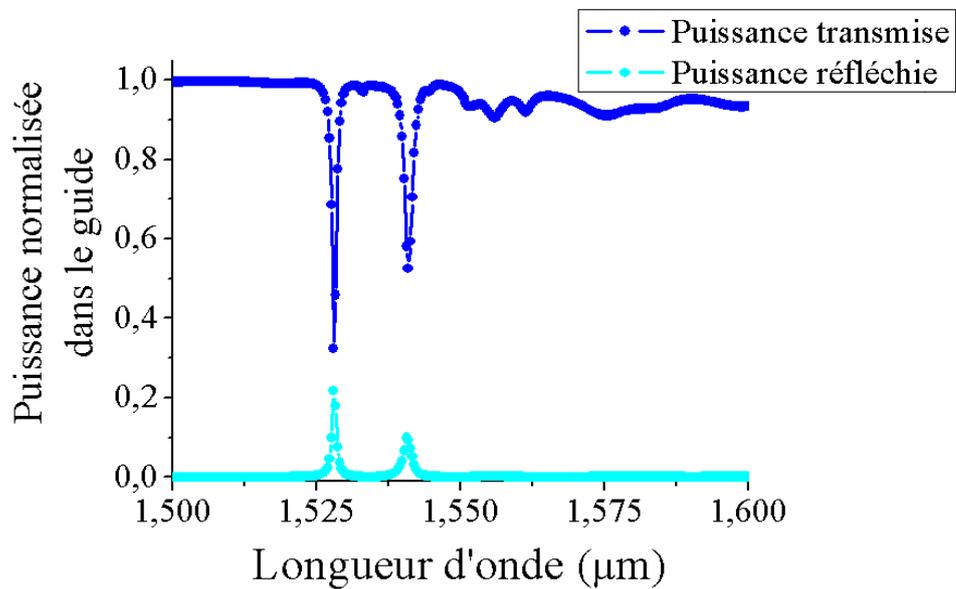


FIGURE B.3 – Puissances transmise et réfléchie dans le guide d'onde lorsqu'il est couplé à une hétérostructure photonique à une distance bord à bord de 340nm.

Liste des publications

Articles de revues internationales

[1] L. Ferrier, X. Letartre, P. Rojo Romeo, E. Drouard and P. Viktorovitch “*3D integration of photonic crystal devices : vertical coupling with a silicon waveguide*”, Optics Express, vol.18, No. 15, pp16162-16174, (2010).

[2] L. Ferrier, O. El Daif, X. Letartre, P. Rojo Romeo, C. Seassal, R. Mazurczyk and P. Viktorovitch, “*Surface emitting microlaser based on 2D photonic crystal rod lattices*”, Optics Express, vol.17, No. 12, pp9780-9788, (2009).

[3] L. Ferrier, P. Rojo-Romeo, E. Drouard, X. Letartre, and P. Viktorovitch, “*Slow Bloch mode confinement in 2D photonic crystals for surface operating devices*”, Optics Express, vol.16, No. 5, pp3136-3145, (2008).

Articles de conférences internationales

[1] P. Rojo-Romeo, L. Ferrier, F. Mandorlo, X. Letartre, P. Viktorovitch, J-M. Fedeli, “*Heterogeneous Integration Of III-V On Silicon Based Microlaser Sources For Photonic Integrated Circuit Applications*”, International Conference on Transparent Optical Networks, ICTON, vol. 1&2, pp 468-471, June 28 - July 2, 2009 - Island of São Miguel, Azores, Portugal (2009).

[2] L. Ferrier, O. El Daif, P. Rojo Romeo, X. Letartre, E. Drouard and P. Viktorovitch, “*Vertical emitting lasers based on 2D Photonic Crystal heterostructure coupled to strip silicon waveguide*”, 5th IEEE International Conference on Group IV Photonics, ISBN : 978-1-4244-1769-8, pp 70-72 - Sorrento - Italy, September 17-19, (2008).

[3] L. Ferrier, S. Boutami, F. Mandorlo, X. Letartre, P. Rojo Romeo, P. Viktorovitch, P. Gilet, P. Grosse, J.-M. Fedeli and A. Chelnokov, “*Vertical microcavities based on photonic crystal mirrors for III-V/Si integrated microlasers*”, Photonics Europe, Proc. SPIE, Vol. 6989,

69890W (2008).

[4] E. Drouard, L. Ferrier, X. Letartre, P. Rojo Romeo, P. Viktorovitch, “Coupling between refractive waveguides and two dimensional photonic crystal Bloch modes”, Photonics West, Proc. SPIE, Vol. 6901, 69011B (2008).

[5] L.Ferrier, P. Rojo-Romeo, E. Drouard, X. Letartre, C. Seassal and P. Viktorovitch, “Photoluminescence properties of vertical emitting InP nanopillars Photonic Crystal slab on Silicon”, European Conference on Lasers and Electro-Optics CLEOE, ISBN : 978-1-4244-0931-0, Munich - Germany, June 18-22, (2007).

Bibliographie

- [1] G. Reed, “The optical age of silicon,” *Nature* **427**(6975), pp. 595–596, 2004.
- [2] P. Cheben, R. Soref, D. Lockwood, and G. Reed, “Silicon Photonics,” *Advances in Optical Technologies* , 2008.
- [3] W. Bogaerts, R. Baets, P. Dumon, V. Wiaux, S. Beckx, D. Taillaert, B. Luyssaert, J. Van Campenhout, P. Bienstman, and D. Van Thourhout, “Nanophotonic waveguides in silicon-on-insulator fabricated with CMOS technology,” *Lightwave Technology, Journal of* **23**(1), pp. 401–412, 2005.
- [4] N. Izhaky, M. Morse, S. Koehl, O. Cohen, D. Rubin, A. Barkai, G. Sarid, R. Cohen, and M. Paniccia, “Development of CMOS-compatible integrated silicon photonics devices,” *IEEE J. of Sel. Top. Quantum Electron* **12**, pp. 1688–1698, 2006.
- [5] M. Paniccia, A. Liu, N. Izhaky, and A. Barkai, “Integration challenge of silicon photonics with microelectronics,” in *Group IV Photonics, 2005. @ ndIEEE International Conference on*, pp. 20–22, 2005.
- [6] J. Fedeli, L. Di Cioccio, D. Marris-Morini, L. Vivien, R. Orobtcchouk, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, and F. Mandorlo, “Development of Silicon Photonics Devices Using Microelectronic Tools for the Integration on Top of a CMOS Wafer,” *Advances in Optical Technologies* , 2008.
- [7] G. Chen, H. Chen, M. Haurylau, N. Nelson, D. Albonesi, P. Fauchet, and E. Friedman, “Predictions of CMOS compatible on-chip optical interconnect,” *Integration, the VLSI Journal* **40**(4), pp. 434–446, 2007.
- [8] P. Rojo Romeo, J. Van Campenhout, P. Regreny, A. Kazmierczak, C. Seassal, X. Letartre, G. Hollinger, D. Van Thourhout, R. Baets, J. Fedeli, *et al.*, “Heterogeneous integration of electrically driven microdisk based laser sources for optical interconnects and photonic ICs,” *Optics Express* **14**(9), pp. 3864–3871, 2006.
- [9] H. Hattori, C. Seassal, E. Touraille, P. Rojo-Romeo, X. Letartre, G. Hollinger, P. Viktorovitch, L. DiCioccio, M. Zussy, L. ElMelhaoui, *et al.*, “Heterogeneous Integration of Microdisk Lasers on Silicon Strip Waveguides for Optical Interconnects,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **18**(1), pp. 223–225, 2006.
- [10] W. Bogaerts, V. Wiaux, D. Taillaert, S. Beckx, B. Luyssaert, P. Bienstman, and R. Baets,

- “Fabrication of photonic crystals in silicon-on-insulator using 248-nm deep UV lithography,” *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **8**(4), pp. 928–934, 2002.
- [11] A. Talneau, K. Lee, S. Guilet, and I. Sagnes, “Efficient coupling to W1 photonic crystal waveguide on InP membrane through suspended access guides,” *Applied Physics Letters* **92**, p. 061105, 2008.
- [12] P. Pottier, M. Gnan, and R. De La Rue, “Efficient coupling into slow-light photonic crystal channel guides using photonic crystal tapers,” *Optics Express* **15**(11), pp. 6569–6575, 2007.
- [13] Y. Vlasov and S. McNab, “Coupling into the slow light mode in slab-type photonic crystal waveguides,” *Optics Letters* **31**(1), pp. 50–52, 2006.
- [14] S. Lin, J. Fleming, D. Hetherington, B. Smith, R. Biswas, K. Ho, M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. Kurtz, and J. Bur, “A three-dimensional photonic crystal operating at infraredwavelengths,” *NATURE* **394**, p. 251, 1998.
- [15] Y. Vlasov, D. Norris, X. Bo, and J. Sturm, “On-chip assembly of silicon photonic band gap crystals,” in *Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2002. QELS’02. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the*, pp. 116–117, 2002.
- [16] J. Joannopoulos, S. Johnson, and J. Winn, *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, 2008.
- [17] W. Suh and S. Fan, “All-pass transmission or flattop reflection filters using a single photonic crystal slab,” *Applied Physics Letters* **84**, p. 4905, 2004.
- [18] J. Mouette, C. Seassal, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, J. Leclereq, P. Regreny, P. Viktorovitch, E. Jalaguier, R. Perreau, and H. Moriceau, “Very low threshold vertical emitting laser operation in InP graphite photonic crystal slab on silicon,” *Electronics Letters* **39**(6), pp. 526–528, 2003.
- [19] V. Lousse, W. Suh, O. Kilic, S. Kim, O. Solgaard, and S. Fan, “Angular and polarization properties of a photonic crystal slab mirror,” *Optics Express* **12**(8), pp. 1575–1582, 2004.
- [20] S. Johnson, S. Fan, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, and L. Kolodziejski, “Guided modes in photonic crystal slabs,” *Physical Review B* **60**(8), pp. 5751–5758, 1999.
- [21] C. Monat, *Structures photoniques “2.5D” et ingénierie de modes électromagnétiques pour la réalisation de microlasers à émission par la surface*. PhD thesis, Institut des Nanotechnologies de Lyon, Sept. 2005.
- [22] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Romeo, P. Viktorovitch, D. Cassagne, J. Albert, E. Jalaguier, *et al.*, “Two-dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane,” *Journal of Applied Physics* **93**, p. 23, 2002.
- [23] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer, “Optimization of Q factor in microcavities based on freestanding membranes,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**(7), pp. 850–856, 2002.

-
- [24] C. Sauvan, P. Lalanne, and J. Hugonin, “Slow-wave effect and mode-profile matching in photonic crystal microcavities,” *Physical Review B* **71**(16), p. 165118, 2005.
- [25] B. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature Materials* **4**(3), pp. 207–210, 2005.
- [26] T. Asano, B. Song, and S. Noda, “Analysis of the experimental Q factors (~ 1 million) of photonic crystal nanocavities,” *Optics Express* **14**(5), pp. 1996–2002, 2006.
- [27] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, D. Cassagne, J. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, *et al.*, “InP-based two-dimensional photonic crystal on silicon : In-plane Bloch mode laser,” *Applied Physics Letters* **81**, p. 5102, 2002.
- [28] S. Kwon, H. Ryu, G. Kim, Y. Lee, and S. Kim, “Photonic bandedge lasers in two-dimensional square-lattice photonic crystal slabs,” *Applied Physics Letters* **83**, p. 3870, 2003.
- [29] D. Shin, S. Kim, J. Hwang, H. Ryu, H. Park, D. Song, and Y. Lee, “Far-and near-field investigations on the lasing modes in two-dimensional photonic crystal slab lasers,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **38**(7), pp. 857–866, 2002.
- [30] K. Sakoda, *Optical Properties Of Photonic Crystals*, Springer, 2005.
- [31] Y. Ding and R. Magnusson, “Resonant leaky-mode spectral-band engineering and device applications,” *Optics Express* **12**(23), pp. 5661–5674, 2004.
- [32] B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. Fedeli, “Room-temperature InAs/InP Quantum Dots laser operation based on heterogeneous “2.5 D” Photonic Crystal,” *Optics Express* **14**(20), pp. 9269–9276, 2006.
- [33] M. Huang, Y. Zhou, and C. Chang-Hasnain, “Single mode high-contrast subwavelength grating vertical cavity surface emitting lasers,” *Applied Physics Letters* **92**, p. 171108, 2008.
- [34] S. Boutami, B. Benbakir, J. Leclercq, and P. Viktorovitch, “Compact and polarization controlled 1.55 μm vertical-cavity surface-emitting laser using single-layer photonic crystal mirror,” *Applied Physics Letters* **91**, p. 071105, 2007.
- [35] S. Boutami, B. Benbakir, X. Letartre, J. Leclercq, P. Regreny, and P. Viktorovitch, “Ultimate vertical Fabry-Perot cavity based on single-layer photonic crystal mirrors,” *Optics Express* **15**(19), pp. 12443–12449, 2007.
- [36] “Mpb.”
- [37] “Gsolver.”
- [38] A. Taflove, S. Hagness, *et al.*, *Computational electrodynamics : the finite-difference time-domain method*, Artech House, 2000.
- [39] K. Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell’s equations in isotropic media,” *Antennas and Propagation, IEEE Transactions on [legacy, pre-1988]* **14**(3), pp. 302–307, 1966.

- [40] J. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *Journal of Computational Physics* **114**(2), pp. 185–200, 1994.
- [41] G. Mur, "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations," *Electromagnetic Compatibility, IEEE Transactions on* , pp. 377–382, 1981.
- [42] "Tessa fdtd."
- [43] "Meep."
- [44] M. Charbonneau-Lefort, E. Istrate, M. Allard, J. Poon, and E. Sargent, "Photonic crystal heterostructures : Waveguiding phenomena and methods of solution in an envelope function picture," *Physical Review B* **65**(12), p. 125318, 2002.
- [45] T. Xu, S. Yang, S. Nair, and H. Ruda, "Confined modes in finite-size photonic crystals," *Physical Review B* **72**, p. 045126, 2005.
- [46] M. Notomi, "Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : Refractionlike behavior in the vicinity of the photonic band gap," *Physical Review B* **62**(16), pp. 10696–10705, 2000.
- [47] M. YOKOYAMA and S. NODA, "Finite-Difference Time-Domain Simulation of Two-Dimensional Photonic Crystal Surface-Emitting Laser Having a Square-Lattice Slab Structure," *IEICE TRANSACTIONS on Electronics* **87**(3), pp. 386–392, 2004.
- [48] C. Sauvan and P. Lalanne, *Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans des nanostructures*, 2005.
- [49] C. Sauvan, G. Lecamp, P. Lalanne, and J. Hugonin, "Modal-reflectivity enhancement by geometry tuning in Photonic Crystal microcavities," *Optics Express* **13**(1), pp. 245–255, 2005.
- [50] F. Bordas, M. Steel, C. Seassal, and A. Rahmani, "Confinement of band-edge modes in a photonic crystal slab," *Optics Express* **15**(17), pp. 10890–10902, 2007.
- [51] P. Lalanne, S. Mias, and J. Hugonin, "Two physical mechanisms for boosting the quality factor to cavity volume ratio of photonic crystal microcavities," *Optics Express* **12**(3), pp. 458–467, 2004.
- [52] B. Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. Fedeli, "Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror," *Applied Physics Letters* **88**, p. 081113, 2006.
- [53] K. Sakai, K. Kitamura, E. Miyai, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda, "Radially Polarized Doughnut Beam Emitted by a Two-Dimensional Photonic-Crystal Laser," in *Optical Society of America-CLEO/QELS Conference*, pp. 1–2, 2007.
- [54] F. Raineri, C. Cojocar, R. Raj, P. Monnier, A. Levenson, C. Seassal, X. Letartre, and P. Viktorovitch, "Tuning a two-dimensional photonic crystal resonance via optical carrier injection," *Optics Letters* **30**(1), pp. 64–66, 2005.

-
- [55] F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, A. Levenson, R. Raj, C. Seassal, X. Letartre, and P. Viktorovitch, “Ultrafast dynamics of the third-order nonlinear response in a two-dimensional InP-based photonic crystal,” *Applied Physics Letters* **85**, p. 1880, 2004.
- [56] A. Yacomotti, F. Raineri, C. Cojocaru, P. Monnier, J. Levenson, and R. Raj, “Nonadiabatic Dynamics of the Electromagnetic Field and Charge Carriers in High-Q Photonic Crystal Resonators,” *Physical Review Letters* **96**(9), p. 93901, 2006.
- [57] L. Prodan, P. Gross, R. Beigang, L. Kuipers, and K. Boller, “Spectral investigation of a large-area 2D silicon photonic crystal slab for mid-IR radiation,” *JOURNAL OF PHYSICS-LONDON-D APPLIED PHYSICS* **40**(18), p. 5571, 2007.
- [58] B. Benbakir, *Structures photoniques “2.5D” et ingénierie de modes électromagnétiques pour la réalisation de microlasers à émission par la surface*. PhD thesis, Institut des Nanotechnologies de Lyon, Mar. 2007.
- [59] C. Monat, P. Domachuk, and B. Eggleton, “Integrated optofluidics : A new river of light,” *NATURE PHOTONICS* **1**(2), p. 106, 2007.
- [60] K. De Vos, I. Bartolozzi, E. Schacht, P. Bienstman, and R. Baets, “Silicon-on-Insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing,” *Optics Express* **15**(12), pp. 7610–7615, 2007.
- [61] F. Vollmer and S. Arnold, “Whispering-gallery-mode biosensing : label-free detection down to single molecules,” *Nature Methods* **5**, pp. 591–596, 2008.
- [62] U. Bog, C. Smith, M. Lee, S. Tomljenovic-Hanic, C. Grillet, C. Monat, L. O’Faolain, C. Karnutsch, T. Krauss, R. McPhedran, *et al.*, “High-Q microfluidic cavities in silicon-based 2D photonic crystal structures,” *Opt. Lett* **33**, 2008.
- [63] C. Monat, P. Domachuk, C. Grillet, M. Collins, B. Eggleton, M. Cronin-Golomb, S. Mutzenich, T. Mahmud, G. Rosengarten, and A. Mitchell, “Optofluidics : a novel generation of reconfigurable and adaptive compact architectures,” *Microfluidics and Nanofluidics* **4**(1), pp. 81–95, 2008.
- [64] C. Smith, U. Bog, S. Tomljenovic-Hanic, M. Lee, D. Wu, L. O’Faolain, C. Monat, C. Grillet, T. Krauss, C. Karnutsch, *et al.*, “Reconfigurable microfluidic photonic crystal slab cavities,” *Optics Express* **16**(20), pp. 15887–15896, 2008.
- [65] M. Lončar, A. Scherer, and Y. Qiu, “Photonic crystal laser sources for chemical detection,” *Applied Physics Letters* **82**, p. 4648, 2003.
- [66] D. Erickson, T. Emery, T. Rockwood, A. Scherer, and D. Psaltis, “Integration of sub-wavelength nanofluidics with photonic crystals,”
- [67] M. Lee and P. Fauchet, “Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection,” *Optics Express* **15**(8), pp. 4530–4535, 2007.
- [68] P. El-Kallassi, R. Ferrini, L. Zuppiroli, N. Le Thomas, R. Houdré, A. Berrier, S. Anand, and A. Talneau, “Optical tuning of planar photonic crystals infiltrated with organic molecules,” *Journal of the Optical Society of America B* **24**(9), pp. 2165–2171, 2007.

- [69] N. Skivesen, A. Têtu, M. Kristensen, J. Kjems, L. Frandsen, and P. Borel, “Photonic-crystal waveguide biosensor,” *Optics Express* **15**(6), pp. 3169–3176, 2007.
- [70] S. Buswell, V. Wright, J. Buriak, V. Van, and S. Evoy, “Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides,” *Optics Express* **16**(20), pp. 15949–15957, 2008.
- [71] C. Mateus, M. Huang, L. Chen, C. Chang-Hasnain, and Y. Suzuki, “Broad-band mirror (1.12–1.62 μm) using a subwavelength grating,” *IEEE Photonics Tech. Lett* **16**, pp. 1676–1678, 2004.
- [72] S. Boutami, B. Bakir, X. Letartre, J. Leclercq, and P. Viktorovitch, “Photonic crystal slab mirrors for an ultimate vertical and lateral confinement of light in vertical Fabry Perot cavities,” in *Proceedings of SPIE*, **6989**, p. 69890V, SPIE, 2008.
- [73] S. Boutami, *Microcavités optiques verticales à base de cristaux photoniques membranaires*. PhD thesis, Institut des Nanotechnologies de Lyon, Oct. 2007.
- [74] S. Boutami, B. Bakir, H. Hattori, X. Letartre, J. Leclercq, P. Rojo-Romeo, M. Garrigues, C. Seassal, and P. Viktorovitch, “Broadband and compact 2-D photonic crystal reflectors with controllable polarization dependence,” *Photonics Technology Letters, IEEE* **18**(7), pp. 835–837, 2006.
- [75] S. Boutami, B. Bakir, P. Regreny, J. Leclercq, and P. Viktorovitch, “Compact 1.55 μm room-temperature optically pumped VCSEL using photonic crystal mirror,” *Electronics Letters* **43**, p. 282, 2007.
- [76] Y. Zhou, M. Huang, and C. Chang-Hasnain, “Tunable VCSEL with ultra-thin high contrast grating for high-speed tuning,” *Optics Express* **16**(18), pp. 14221–14226, 2008.
- [77] P. Paddon and J. F. Young, “Two-dimensional vector-coupled-mode theory for textured planar waveguides,” *Phys. Rev. B* **61**, pp. 2090–2101, Jan 2000.
- [78] K. Sakai, E. Miyai, T. Sakaguchi, D. Ohnishi, T. Okano, and S. Noda, “Lasing band-edge identification for a surface-emitting photonic crystal laser,” *Selected Areas in Communications, IEEE Journal on* **23**(7), pp. 1335–1340, 2005.
- [79] M. Imada, A. Chutinan, S. Noda, and M. Mochizuki, “Multidirectionally distributed feedback photonic crystal lasers,” *Phys. Rev. B* **65**, p. 195306, Apr 2002.
- [80] S. Kim, S. Kim, and Y. Lee, “Vertical beaming of wavelength-scale photonic crystal resonators,” *Physical Review B* **73**(23), p. 235117, 2006.
- [81] D. Ohnishi, T. Okano, M. Imada, and S. Noda, “Room temperature continuous wave operation of a surface-emitting two-dimensional photonic crystal diode laser,” *Optics Express* **12**(8), pp. 1562–1568, 2004.
- [82] G. Vecchi, F. Raineri, I. Sagnes, A. Yacomotti, P. Monnier, T. Karle, K. Lee, R. Braive, L. Le Gratiet, S. Guilet, *et al.*, “Continuous wave operation of photonic band-edge laser near 1.55 μm on silicon wafer,” *Optics Express* **15**(12), pp. 7551–7556, 2007.

-
- [83] W. Zhou, W. Chen, A. Liu, M. Xing, G. Ren, Y. Zhang, L. Chen, and W. Zheng, "The impact of imperfect symmetry on band edge modes of a two-dimensional photonic crystal with square lattice," *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **10**(9), p. 095203, 2008.
- [84] M. Yokoyama and S. Noda, "Polarization mode control of two-dimensional photonic crystal laser having a square lattice structure," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **39**(9), pp. 1074–1080, 2003.
- [85] S. Noda, M. Yokoyama, M. Imada, A. Chutinan, and M. Mochizuki, "Polarization Mode Control of Two-Dimensional Photonic Crystal Laser by Unit Cell Structure Design," 2001.
- [86] S. Noda, "Recent Progresses and Future Prospects of Two- and Three-Dimensional Photonic Crystals," *J. Lightwave Technol* **24**, pp. 4554–4567, 2006.
- [87] E. MIYAI, K. SAKAI, T. OKANO, W. KUNISHI, D. OHNISHI, and S. NODA, "Lasers producing tailored beams," *Nature(London)* **441**(7096), pp. 946–946, 2006.
- [88] E. Miyai, K. Sakai, T. Okano, W. Kunishi, D. Ohnishi, and S. Noda, "Linearly-Polarized Single-Lobed Beam in a Surface-Emitting Photonic-Crystal Laser," *Applied Physics Express* **1**(6), p. 062002, 2008.
- [89] C. Smith, R. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, C. Weisbuch, T. Krauss, R. Houdré, and U. Oesterle, "Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal," *Applied Physics Letters* **78**, p. 1487, 2001.
- [90] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, and H. Ryu, "Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs," *Optics Express* **12**(8), pp. 1551–1561, 2004.
- [91] S. McNab, N. Moll, and Y. Vlasov, "Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides," *Optics Express* **11**(22), pp. 2927–2939, 2003.
- [92] A. Talneau, P. Lalanne, M. Agio, and C. Soukoulis, "Low-reflection photonic-crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths," *Optics Letters* **27**(17), pp. 1522–1524, 2002.
- [93] M. Palamaru and P. Lalanne, "Photonic crystal waveguides : Out-of-plane losses and adiabatic modal conversion," *Applied Physics Letters* **78**, p. 1466, 2001.
- [94] K. Nozaki, H. Watanabe, and T. Baba, "Photonic crystal nanolaser monolithically integrated with passive waveguide for effective light extraction," *Applied Physics Letters* **92**, p. 021108, 2008.
- [95] Z. Zhang and M. Qiu, "Compact in-plane channel drop filter design using a single cavity with two degenerate modes in 2D photonic crystal slabs," *Optics Express* **13**(7), pp. 2596–2604, 2005.
- [96] C. Seassal, Y. Dsieres, X. Letartre, C. Grillet, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, and T. Benyattou, "Optical coupling between a two-dimensional photonic crystal-based microcavity and single-line defect waveguide on InP membranes," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **38**(7), pp. 811–815, 2002.

- [97] H. Takano, B. Song, T. Asano, and S. Noda, “Highly efficient in-plane channel drop filter in a two-dimensional heterophotonic crystal,” *Applied Physics Letters* **86**, p. 241101, 2005.
- [98] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda, “Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab,” *Applied Physics Letters* **82**, p. 1341, 2003.
- [99] K. Srinivasan, P. Barclay, M. Borselli, and O. Painter, “Optical-fiber-based measurement of an ultrasmall volume high-Q photonic crystal microcavity,” *Physical Review B* **70**(8), p. 81306, 2004.
- [100] P. Barclay, K. Srinivasan, M. Borselli, and O. Painter, “Efficient input and output fiber coupling to a photonic crystal waveguide,” *Optics Letters* **29**(7), pp. 697–699, 2004.
- [101] C. Grillet, C. Monat, C. Smith, B. Eggleton, D. Moss, S. Frédérick, D. Dalacu, P. Poole, J. Lapointe, G. Aers, *et al.*, “Nanowire coupling to photonic crystal nanocavities for single photon sources,” *Optics Express* **15**(3), pp. 1267–1276, 2007.
- [102] M. Qiu, “Ultra-compact optical filter in two-dimensional photonic crystal,” *Electronics Letters* **40**(9), pp. 539–540, 2004.
- [103] K. Tsia and A. Poon, “Dispersion-guided resonances in two-dimensional photonic-crystal-embedded microcavities,” *Optics Express* **12**(23), pp. 5711–5722, 2004.
- [104] C. Manolatou, M. Khan, S. Fan, P. Villeneuve, H. Haus, and J. Joannopoulos, “Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **35**(9), pp. 1322–1331, 1999.
- [105] M. Qiu, “Vertically coupled photonic crystal optical filters,” *Optics Letters* **30**(12), pp. 1476–1478, 2005.
- [106] Z. Zhang and M. Qiu, “Small-volume waveguide-section high Q microcavities in 2D photonic crystal slabs,” *Optics Express* **12**(17), pp. 3988–3995, 2004.
- [107] S. Fan, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, and H. Haus, “Channel drop filters in photonic crystals,” *Optics Express* **3**(1), pp. 4–11, 1998.
- [108] S. Fan, P. Villeneuve, J. Joannopoulos, and H. Haus, “Channel Drop Tunneling through Localized States,” *Physical Review Letters* **80**(5), pp. 960–963, 1998.
- [109] A. Chutinan, M. Mochizuki, M. Imada, and S. Noda, “Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs,” *Applied Physics Letters* **79**, p. 2690, 2001.
- [110] K. Hwang and G. Song, “Design of a high-Q channel add-drop multiplexer based on the two-dimensional photonic-crystal membrane structure,” *Optics Express* **13**(6), pp. 1948–1957, 2005.
- [111] E. Drouard, H. Hattori, C. Grillet, A. Kazmierczak, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch, “Directional channel-drop filter based on a slow Bloch mode photonic crystal waveguide section,” *Optics Express* **13**(8), pp. 3037–3048, 2005.

-
- [112] H. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*, PRENTICE-HALL, 1984.
- [113] E. Drouard, L. Ferrier, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, and P. Viktorovitch, “Coupling between refractive waveguides and two dimensional photonic crystal Bloch modes,” in *Proceedings of SPIE*, **6901**, p. 69011B, SPIE, 2008.
- [114] Z. Qiang, W. Zhou, and R. Soref, “Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators,” *Optics Express* **15**(4), pp. 1823–1831, 2007.
- [115] H. Takano, Y. Akahane, T. Asano, and S. Noda, “In-plane-type channel drop filter in a two-dimensional photonic crystal slab,” *Applied Physics Letters* **84**, p. 2226, 2004.
- [116] M. Imada, S. Noda, A. Chutinan, M. Mochizuki, and T. Tanaka, “Channel drop filter using a single defect in a 2-D photonic crystal slab waveguide,” *Lightwave Technology, Journal of* **20**(5), pp. 873–878, 2002.
- [117] B. Song, T. Asano, Y. Akahane, Y. Tanaka, and S. Noda, “Multichannel add/drop filter based on in-plane hetero photonic Crystals,” *Lightwave Technology, Journal of* **23**(3), pp. 1449–1455, 2005.
- [118] P. Velha, J. Hugonin, and P. Lalanne, “Compact and efficient injection of light into band-edge slow-modes,” *Optics Express* **15**(10), pp. 6102–6112, 2007.
- [119] J. Hugonin, P. Lalanne, T. White, and T. Krauss, “Coupling into slow-mode photonic crystal waveguides,” *Optics Letters* **32**(18), pp. 2638–2640, 2007.
- [120] T. Ochiai and K. Sakoda, “Dispersion relation and optical transmittance of a hexagonal photonic crystal slab,” *Physical Review B* **63**(12), p. 125107, 2001.
- [121] K. Sakoda, “Symmetry, degeneracy, and uncoupled modes in two-dimensional photonic lattices,” *Physical Review B* **52**(11), pp. 7982–7986, 1995.
- [122] K. Sakoda, “Optics of photonic crystals,” *Optical Review* **6**(5), pp. 381–392, 1999.
- [123] T. Ochiai and K. Sakoda, “Nearly free-photon approximation for two-dimensional photonic crystal slabs,” *Physical Review B* **64**(4), p. 45108, 2001.

Résumé

Le contrôle 3D de la lumière est réalisé, à l'échelle de la longueur d'onde, dans des circuits photoniques intégrés. La brique élémentaire choisie dans cette étude est le cristal photonique (CP) membranaire qui, par ses propriétés de dispersion, permet un contrôle de la lumière à la fois dans le plan (optique guidée) et hors du plan (dispositifs adressables par la surface). En particulier, l'exploitation de modes de Bloch situés au point Γ de la courbe de dispersion ($k_{\parallel}=0$) permet l'émission de la lumière dans la direction verticale. Dans cette étude, nous nous sommes focalisés sur des cristaux photoniques à réseaux de micropiliers, comme alternative aux réseaux de trous, mais également en envisageant la possibilité d'intégrer ces structures dans des systèmes microfluidiques, les fluides ayant la capacité de circuler au travers des réseaux de piliers. Nous décrirons dans une première partie, des dispositifs à CP à émission par la surface. Nous démontrerons, pour la première fois, que l'utilisation de modes fortement résonants permet de réaliser des microlasers à réseaux de piliers en InP. Les modes faiblement résonants peuvent être utilisés pour la réalisation de miroirs à CP et de microcavités Fabry-Pérot constituées uniquement de tels miroirs. Les facteurs de qualité obtenus (>10000) rendent possible la fabrication de nouveaux types de VCSEL. Dans une seconde partie, nous nous intéresserons à la problématique de l'intégration de ces dispositifs dans un circuit photonique 3D. Tout d'abord, nous expliquerons comment il est possible d'optimiser le diagramme de rayonnement des composants. Ensuite, nous étudierons le couplage de dispositifs à cristaux photoniques avec un ou deux guides d'onde ruban en silicium. De fortes efficacités de couplage sont obtenues en simulation FDTD 3D (95%). Ces dispositifs en cours de fabrication en collaboration avec le LETI-CEA de Grenoble permettront de démontrer expérimentalement ce couplage.

3D control of light can be realized, at the wavelength scale, in photonic integrated circuits. The building block used in this study is the photonic crystal slab, which enables an in-plane as well as out-of-plane control of light, thanks to its peculiar dispersion properties. Especially at the Γ -point of the dispersion curve, slow Bloch modes can be used to realize vertical emitting devices. In this study, we focus on photonic crystals based on micropillar lattices, as an alternative to classical hole lattices. Besides, micropillar lattices can be seen as a new platform for sensing applications and microfluidic circuits. Indeed, fluids can flow through the micropillar. First, we will describe some devices which operate at Γ -point. We will show that, for the first time, the use of highly resonant Bloch modes allow the experimental demonstration of vertical emitting microlasers. Weakly resonant Bloch modes can be used to realize photonic crystal mirrors and Fabry-Perot microcavities constituted only by photonic crystal mirrors. High quality factors (>10000) obtained in such microcavities allow the fabrication of a new type of VCSEL. In a second part, we will focus on the communication between the photonic crystal devices and the surroundings. First, we will explain how the far field pattern can be optimized. At last, we will study the coupling between a photonic crystal structure and a silicon strip waveguide. We show that simulation results give high coupling efficiency ($>90\%$). The samples, fabricated at the LETI-CEA (Grenoble), are still under process.