



**HAL**  
open science

# CALAM: Cavités actives laser à autocollimation mésoscopique

Sergio Iván Flores Esparza

► **To cite this version:**

Sergio Iván Flores Esparza. CALAM: Cavités actives laser à autocollimation mésoscopique. Optique / photonique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2022. Français. NNT: 2022TOU30012 . tel-03714672v2

**HAL Id: tel-03714672**

**<https://theses.hal.science/tel-03714672v2>**

Submitted on 5 Jul 2022

**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

En vue de l'obtention du  
**DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE**  
Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

---

Présentée et soutenue par  
**Sergio Iván FLORES ESPARZA**

Le 31 janvier 2022

**CALAM : Cavités Actives Laser à Autocollimation Mésoscopique**

---

Ecole doctorale : **GEETS - Génie Electrique Electronique, Télécommunications et Santé : du système au nanosystème**

Spécialité : **Photonique et Systèmes Optoélectronique**

Unité de recherche :

**LAAS - Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes**

Thèse dirigée par

**Antoine MONMAYRANT et Olivier GAUTHIER LAFAYE**

Jury

**M. Fadi BAIDA**, Rapporteur

**M. Antoine MOREAU**, Rapporteur

**Mme Nadia BELABAS**, Examinatrice

**M. Arnaud ARBOUET**, Examineur

**M. Antoine MONMAYRANT**, Directeur de thèse

**M. Olivier GAUTHIER-LAFAYE**, Co-directeur de thèse





# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

---

**Présentée et soutenue par :**

**Sergio Iván FLORES ESPARZA**

le 31 janvier 2022

**Titre :**

CALAM : Cavités Actives Lasers à Autocollimation Mésoscopique

---

**École doctorale et discipline ou spécialité :**

ED GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

**Unité de recherche :**

LAAS-CNRS UPR 8001

**Directeur/trice(s) de Thèse :**

MONMAYRANT Antoine

GAUTHIER-LAFAYE Olivier

**Jury :**

ARBOUET Arnaud, Directeur de Recherche CNRS (Président)

BAIDA Fadi, Professeur (Rapporteur)

MOREAU Antoine, Maître de conférences (Rapporteur)

BELABAS Nadia, Chargée de Recherche CNRS (Examinatrice)

MONMAYRANT Antoine, Chargé de Recherche CNRS (Directeur de thèse)

GAUTHIER-LAFAYE Olivier, Directeur de Recherche CNRS (Directeur de thèse)



---

## Remerciements

Voici le seul écrit du manuscrit qui a échappé aux minutieuses corrections de forme de mes directeurs de thèse, je profite donc pour vous annoncer dès le départ la conclusion... Merci à tous ceux qui m'ont aidé à aller au bout de cette belle aventure.

Je remercie les membres du jury à commencer par mes rapporteurs, M. Antoine Moreau et M. Fadi Baida, pour avoir accepté d'évaluer mes travaux. Je remercie les examinateurs Mme. Nadia Belabas et M. Arnaud Arbouet qui a présidé ce jury. Vos questions et remarques ont donné lieu à une discussion passionnante lors de la soutenance de thèse.

J'adresse ensuite mes remerciements les plus sincères et ma plus grande reconnaissance à mes directeurs de thèse, M. Antoine Monmayrant et M. Olivier Gauthier-Lafaye. Je leur suis extrêmement reconnaissant de l'aide qu'ils m'ont apporté au cours de ces 3 années. Merci pour vos blagues, votre enthousiasme, votre expertise en informatique, et surtout pour les débats interminables pour déterminer le meilleur système d'exploitation. Antoine, merci pour ton implication lors de mes premières expériences de HF en salle blanche (oui Antoine Monmayrant est un technologue de la salle blanche). Merci pour ta pédagogie lors de mes premiers pas avec Linux (merci surtout de m'avoir appris la commande screen). Merci pour ta disponibilité à 3h ou 9h du matin, 3h de l'après-midi, 20h ... Merci Olivier pour ton IMMENSE patience, cela n'a pas été facile de se comprendre au tout début. Merci pour ton implication en ebeam, en gravure, en clivage, bref lors de toutes les étapes techno, je te dois ma rigueur et TOUT mon savoir faire. Vous avez fait preuve d'une grande patience, d'une excellente pédagogie et d'une humilité remarquable ; malgré les diverses situations complexes et parfois chaotiques qui se sont présentées durant ces trois années. Merci pour tout ce que vous m'avez appris, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain.

Merci à l'équipe d'ingénieurs et techniciens de la salle blanche (TEAM) et le personnel de propreté, sans eux ce travail n'aurait jamais vu le jour, en particulier Benjamin Reig, Aurélie Lecestre, Emmanuelle Daran, Laurent Mazanq et Laurent Bouscayrol. Un grand merci à Alexandre Arnoult pour les échantillons épitaxiés, à Jean-Baptiste Doucet pour les séances questions bêtes-réponses très pertinentes sur la dangerosité de certains procédés chimiques et à Frank Carcenac pour sa pédagogie à l'ebeam et les discussions productives sur les différentes danses latines, merci Franck.

Je remercie l'équipe Photonique pour l'accueil, les échanges et discussions enrichissantes, d'un point de vue scientifique et en culture générale : Henri Camon et les discussions de politique, géographie, histoire..., Guilhem Almuneau et Chantal Fontaine pour tous nos échanges en espagnol, Stéphane Calvez pour tes remarques scientifiques et techniques très pertinentes, Adnen Mlayah pour les échanges enrichissants sur les phonons et la spectroscopie Raman, Philippe Argueil pour tes remarques lors d'une de mes répétitions, et pour m'avoir hébergé dans ton bureau, et enfin Inès Massiot pour ton amitié et ton écoute lors des moments difficiles.

Je remercie les jeunes du laboratoire : Natan (champion de pétanque), Lucas (una cerveza por favor), Romain (et ses explications quantiques), Sébastien (qui s'est enfui en Suède), merci pour tous les bons moments et bonne chance pour la suite de votre aventure. Merci aux post-doctorants : Olexs, Lizzy et JB pour les

---

séances de jeux de société, avec une mention honorifique à Inès Massiot championne de twin it! Je suis extrêmement chanceux d'avoir fait votre connaissance. Merci à Julien pour les quelques mois passés à travailler sur les copolymères à bloc, les moments de détente pendant l'été et une très belle amitié. Merci à François pour les pauses café au laboratoire et les pauses IPA et PMMA en salle blanche, je suis certain qu'un jour nous pourrons prendre un verre dans un bar! Merci à Antoine (claro que sí) et à Maxime (Maximus Desimus Meridius) mes deux camarades, amis, témoins de mariage.. toujours partants pour un débat au Dubliners. Merci pour votre amitié et soutien pendant ces trois années, je vous remercie infiniment pour votre présence et votre écoute, merci, merci, merci.

Je remercie mes proches et amis, au Mexique comme en France : mention honorifique a mi madre, mi hermano, mi Tita, la Rica, la Genita, mi padre (alias el Geras), Magali... gracias por su amor y apoyo incondicional. Gracias a mis tíos y a mis primos en México, los pueblanos, los chilangos, los queretanos. Merci Isabelle, Rogelio, Citlali, Nayeli, Marie, Jean-Claude, Nicole et tous les membres de la famille Leblanc pour votre accueil dès mon arrivée en France. Merci Dominique, Danielle, Chantal et Laurent pour votre accueil. Merci à tous mes amis El Meunier, Zona, Brito, Cons, Beto, Seijo, Pat, Dani, Oréline, Elise, Clément, Marianne, Achille, Raphaël, Marie, Dodo, Adri(a)en, Coline, bref vous tous qui m'avez accompagné depuis toujours, merci pour votre soutien.

Merci à femme Marie-Laure et à mon petit Raphaël-Enrique, qui ont toujours été en première ligne. Vous êtes la source de tout mon bonheur, mon énergie et ma persévérance. Marie-Laure merci pour ta patience, ton écoute et ton amour, surtout pendant l'étape de rédaction... RE merci pour ton enthousiasme lors de ma soutenance de thèse et pour avoir attendu que ton père termine la rédaction de ce manuscrit pour arriver.

Je remercie Dieu pour toutes tes bénédictions et la France de m'avoir instruit.

# Table des matières

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| <b>1</b> | <b>Introduction générale</b>  | <b>5</b>   |
| <b>2</b> | <b>Etat de l'art</b>  | <b>9</b>   |
| 2.1      | Électromagnétisme des milieux périodiques . . . . .   | 11         |
| 2.2      | Autocollimation dans un cristal photonique . . . . .  | 13         |
| 2.3      | Autocollimation dans un milieu mésoscopique . . . . .                                       | 20         |
| 2.4      | Conclusion globale et positionnement . . . . .  | 33         |
| <b>3</b> | <b>Modélisation</b>   | <b>35</b>  |
| 3.1      | Méthode de conception paramétrique . . . . .  | 36         |
| 3.2      | Autocollimation mésoscopique en incidence normale . . . . .                                 | 47         |
| 3.3      | Autocollimation mésoscopique sous incidence oblique et sous le cône<br>de lumière . . . . . | 63         |
| 3.4      | Autocollimation mésoscopique maille hexagonale . . . . .                                    | 76         |
| 3.5      | Conclusion . . . . .  | 79         |
| <b>4</b> | <b>Procédé technologique de fabrication</b>   | <b>81</b>  |
| 4.1      | État de l'art . . . . .   | 83         |
| 4.2      | Procédé de fabrication mis en place . . . . .   | 91         |
| 4.3      | Exemples de structures fabriquées . . . . .   | 114        |
| 4.4      | Conclusion . . . . .  | 121        |
| <b>5</b> | <b>Conclusion générale</b>  | <b>123</b> |
| <b>A</b> | <b>Source FDTD adaptée</b>  | <b>125</b> |
| A.1      | Implémentation FDTD . . . . .   | 126        |
| A.2      | Méthode adaptée . . . . .   | 129        |
| A.3      | Conclusion . . . . .  | 135        |
| <b>B</b> | <b>Couche active et indice effectif de la membrane</b>                                      | <b>137</b> |





# Chapitre 1

## Introduction générale

L'autocollimation résulte des propriétés dispersives d'un cristal photonique (PhC) et permet à la lumière de se propager dans le milieu sans subir d'étalement transverse. Autrement dit, l'énergie se propage dans le PhC sans étalement transverse de son profil. La première preuve expérimentale du phénomène d'autocollimation dans un cristal photonique a été réalisée par Kosaka en 1999 [1]. A ce jour, nous comptons environ 200 articles scientifiques s'intéressant à ce phénomène et aux applications en photonique intégrée. Les dispositifs à autocollimation permettraient de guider l'information, sous forme de lumière, d'un dispositif à un autre, et ce, sans les limitations d'un guidage par contraste d'indice, notamment sans diaphotie entre différents canaux.

Dans le cadre des lasers sur puce, on peut imaginer un cristal photonique structuré dans un milieu actif. Le milieu actif fournirait l'effet laser, par pompage optique ou électrique, puis la structuration du milieu fournirait un support de guidage sans perte d'énergie. Le phénomène d'autocollimation présente par nature une acceptance angulaire peu élevée : ce type de guidage sélectionnerait donc naturellement des modes propagatifs aux profils spatiaux simples. Ce type de cavité serait alors susceptible de conduire à des sources laser de forte brillance, supprimant les phénomènes de filamentation et d'apparition de modes d'ordre élevés usuellement observés.

Cependant, cette vision est contrariée par deux phénomènes principaux. D'une part, les défauts inévitables de fabrication introduisent des pertes optiques qui devront être compensées. D'autre part, les procédés de fabrication des cristaux photoniques dégradent fortement le milieu actif dans les zones structurées. Cela est particulièrement vrai dans le cas de la filière GaAs qui est utilisée pour réaliser des sources de forte puissance, et qui présente des taux très élevés de recombinaisons surfaciques des porteurs. Ces deux effets cumulés limitent en pratique très fortement la faisabilité expérimentale de ce type de source, conduisant à travailler à des densités de puissance d'excitation plus élevées que les puissances d'endommagement des matériaux utilisés.

C'est dans ce contexte que les cristaux photoniques mésoscopiques (MPhCs) sont apparus en 2012 [2], suite à une collaboration entre l'équipe Photon de l'Institut Pascal à Clermont-Ferrand et l'équipe Photonique au LAAS-CNRS à Toulouse. Les MPhCs sont composés d'une alternance d'un milieu homogène non structuré et d'un milieu structuré en PhC. Cette alternance permet d'exploiter simultanément les propriétés dispersives du milieu PhC et les possibles propriétés optiques du milieu homogène (gain, non-linéarité, etc ...). Le guidage dans ces dispositifs, ou

autocollimation mésoscopique (MSC), résulte d'une série de focalisations et divergences de l'énergie au cours de sa propagation dans le milieu. Le profil transverse de l'énergie va diverger naturellement dans le milieu homogène, puis refocaliser grâce aux propriétés dispersives du PhC. Dans un MPhC, le milieu homogène fournirait les photons pour l'effet laser, puis l'ensemble de la structure fournirait le support de guidage.

En 2014, suite à une collaboration entre l'équipe Photonique du LAAS-CNRS à Toulouse et le DEI du Polytechnique de Bari en Italie, une nouvelle approche de contrôle des réflectivités a été proposée. Cette approche consiste à contrôler les réflexions parasites à partir d'un jeu d'interférences de la même manière que dans un multicouche optique, permettant la conception de cavités à forte transmission (99%) ou à forte réflexion (99%) [3, 4]. Jusqu'à aujourd'hui, toutes les structures à MSC ont été conçues pour une propagation normale aux interfaces. L'expertise de l'équipe Photonique dans la fabrication des structures photoniques dans la filière (In)GaAs/AlGaAs a permis la première preuve expérimentale d'une cavité optique, à base de miroirs plans à MSC, de facteur de qualité  $Q = 4773$  dans le domaine infrarouge télécom ( $1,55 \mu\text{m}$ ) [5].

Les performances optiques des cavités MSC, que ce soit à forte transmission ou à miroirs plans, sont malheureusement dégradées par les pertes d'énergie par couplage avec le superstrat d'air [6]. En effet, pour une incidence normale, l'alternance à une échelle de plusieurs microns, voire de plusieurs dizaines de microns, place les points de fonctionnement très largement à l'intérieur du cône de lumière. L'approche mise en place suite à cette collaboration permet de minimiser les pertes planaires d'énergie par propagation (réflexions parasites aux interfaces) mais ne tient pas en compte des pertes verticales d'énergie. En 2019, une étude entièrement numérique du diagramme d'isofréquences d'un MPhC a révélée, contre toute attente, l'existence de points d'autocollimation mésoscopique dans des directions arbitraires du cristal photonique, dont certaines positionnées sous le cône de lumière [7]. L'utilisation de ces points permet de s'affranchir des pertes verticales d'énergie, mais résulte d'une méthode numérique complexe à mettre en place, nécessitant une grande quantité de ressources de calcul, et ne permettant pas la conception a-priori de structures.

C'est dans ce contexte que se positionnent mes travaux de thèse qui arrivent après 8 ans de recherche sur le phénomène de MSC, que ce soit dans le domaine théorique ou de leur fabrication. Nous cherchons à développer des structures à autocollimation mésoscopique sans pertes, afin de pouvoir fabriquer des sources lasers à faible seuil. Nous avons choisi d'orienter notre étude selon deux axes.

Le premier axe se concentre sur l'étude planaire de la propagation de l'énergie dans un MPhC, par des moyens analytiques et numériques. L'objectif est de minimiser les pertes d'énergie liées à la propagation du faisceau (pertes planaires et pertes verticales).

Le deuxième axe se concentre sur l'impact du procédé de fabrication sur les propriétés optiques du milieu (In)GaAs/AlGaAs. L'objectif est de minimiser les pertes optiques liées aux défauts de fabrication (recombinaisons non radiatives, diffusion par les surfaces rugueuses). Il est crucial de minimiser ces pertes et de préserver le gain afin de travailler avec des densités de puissance de pompage faibles, qui n'endommagent pas le milieu.

Cette nouvelle approche, qui donne la priorité à la minimisation des pertes, représente un changement radical dans la façon d'étudier le phénomène de MSC.

Outre la présente introduction et la conclusion générale, le manuscrit est constitué de 3 chapitres et 2 annexes. Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art : dans un premier temps des cristaux photoniques puis des cristaux photoniques mésoscopiques. Ce chapitre vise plus particulièrement à introduire et à familiariser le lecteur avec les outils analytiques et numériques qui permettent d'étudier la propagation de la lumière dans un PhC puis dans un MPhC. Nous illustrons chacun des outils à partir des articles phares sur l'autocollimation et l'autocollimation mésoscopique et abordons les différentes problématiques associées à chaque méthode de guidage, toujours dans la perspective de réaliser des sources laser.

Le second chapitre présente un premier axe de développement de ma thèse. Il s'agit d'une méthode de conception paramétrique de structures à autocollimation mésoscopique dans des directions arbitraires. La méthode ne nécessite pas de beaucoup de ressources numériques et permet de concevoir des structures à faibles pertes d'énergie (planaires et verticales), pouvant donc fonctionner en théorie avec de faibles seuils lasers. Nous démontrons notamment que le fait de privilégier les conditions de propagation sans pertes d'énergie permet d'aboutir presque naturellement à des structures MSC.

Le troisième chapitre présente un deuxième axe de développement de ma thèse : le procédé technologique de fabrication des cristaux photoniques. Dans un premier temps, nous réalisons un état de l'art sur les techniques de micro et nanofabrication des cristaux photoniques dans la filière (In)GaAs/AlGaAs. Nous analysons comment chaque technique peut dégrader le milieu actif et introduire des pertes optiques, soit par recombinaison non radiative soit par diffusion par les surfaces rugueuses. Après cette analyse, nous présentons le procédé de fabrication mis en place pour respecter le milieu à gain et minimiser les pertes optiques. Nous présentons notamment les structures fabriquées dans le cadre de cette thèse et les caractérisations optiques réalisées pour valider ce procédé. Il est important de préciser que ce travail arrive 5 ans après le dernier dispositif MPhC fabriqué au laboratoire et de nombreuses machines de fabrication ont changé.



# Chapitre 2

## Etat de l'art

Un cristal photonique est une structure périodique où le comportement de la lumière est décrit par la relation de dispersion du milieu  $\omega(\vec{k})$  [8]. Actuellement la relation de dispersion des cristaux photoniques infinis est obtenue rapidement à partir de quelques paramètres (l'indice du milieu à structurer, le rayon des trous et le paramètre de maille) par des moyens entièrement numériques, en utilisant une méthode de décomposition en onde planes PWEM (Plane Wave Expansion Method) [9] ou en étudiant la propagation d'un faisceau dans le milieu par méthode d'éléments finis (Finite Differences Time Domain FDTD ou Finite Element Method FEM) [10, 11]. Du fait de la rapidité et de la simplicité des calculs, les études paramétriques visant à exploiter les propriétés optiques des cristaux photoniques se révèlent très simples à réaliser, avec des temps et des coûts numériques de calcul très faibles et des résultats faciles à interpréter et à exploiter.

Parmi les effets possibles dans un cristal photonique nous trouvons l'autocollimation qui permet de propager des faisceaux sans guide d'ondes et l'effet superprisme qui permet de réaliser des multiplexeurs. Le phénomène d'autocollimation permet de guider un faisceau de lumière dans le cristal sans modification de son profil transverse et ce uniquement à partir des propriétés dispersives du milieu. Cependant la transmission des structures à autocollimation est fortement dégradée par les réflexions parasites aux interfaces. Le passage entre un milieu homogène et un milieu périodique, pour extraire ou injecter la lumière, s'accompagne d'un mauvais couplage entre l'onde plane et l'onde de Bloch respective. Ces pertes planaires sont traitées par une modification des trous aux interfaces du cristal photonique. Les paramètres des trous qui assurent une transmission maximale sont déterminés par des méthodes entièrement numériques de type FDTD.

Les cavités laser à autocollimation exploitent le guidage par autocollimation pour minimiser les pertes par diffraction. Dans ce type de cavité, le cristal photonique est structuré dans un milieu à gain. Le cristal photonique assure une propagation guidée et le milieu à gain un effet laser. Le confinement de la lumière par autocollimation permet de minimiser les pertes optiques que le gain doit compenser pour obtenir l'effet laser. Les premières études expérimentales d'un laser à cristaux photoniques sur membrane exploitant le principe d'autocollimation dans la filière (In)GaAs ont été menées par Julien Campos [12].

Avant ces travaux, il y a eu d'autres preuves expérimentales d'un effet laser dans des structures à cristaux photoniques sur membrane, dans la filière (In)GaAs, mais dans un cristal photonique à défaut [13, 14].

La conclusion de cette première expérience avance l'incompatibilité entre effet laser et un milieu entièrement structuré à cristaux photoniques dans la filière GaAs/AlGaAs. Ce qui n'est pas le cas des guides à cristaux photoniques à défaut où le défaut constitue une large zone non-structurée. Cela est principalement attribué aux très forts taux de recombinaison des porteurs aux interfaces GaAs/Air [15].

Le milieu à gain est fortement dégradé par la réalisation des cristaux photoniques, ce qui oblige à travailler avec des densités de puissance de pompage élevées. Une solution pour pallier ce problème est de concevoir une nouvelle architecture de cavité qui minimise les pertes associées aux zones d'autocollimation, en réduisant la fraction du cristal photonique dans la cavité. Une structure candidate pour pallier ce problème est le cristal mésoscopique.

Un cristal photonique mésoscopique (MPhC) est une structure périodique alternant un milieu à cristal photonique (PhC) et un milieu homogène [2]. Il possède une double périodicité : à l'échelle du paramètre de maille du PhC et une autre, mésoscopique, à l'échelle de la période d'alternance des deux matériaux. Dans ce type de structures, le milieu homogène n'est pas dégradé par la structuration des cristaux photoniques, le gain dans la cavité est préservé. Dans les zones à gain, la lumière diverge naturellement. Les zones à cristaux photoniques permettent de compenser la divergence de la lumière grâce à une ingénierie de leurs propriétés dispersives, qui vont permettre une refocalisation du faisceau. Nous espérons ainsi obtenir une structure où le milieu homogène assure un gain laser et le milieu à cristaux photoniques assure un guidage de la lumière. Ce type de guidage est appelé autocollimation mésoscopique (MSC).

Actuellement, la compréhension physique et la modélisation des phénomènes optiques à l'intérieur des structures MPhC restent limitées. Les outils de modélisation utilisés dans le cadre des PhC sont mal adaptés à l'étude des MPhC. La double périodicité des MPhC oblige à travailler avec plus de paramètres (longueur et indice de chaque milieu) et des cellules de calcul plus grandes que pour l'étude d'un PhC classique. De ce fait, les études paramétriques des MPhCs par des méthodes de calcul conventionnelles peuvent s'avérer extrêmement coûteuses en temps et en ressources de calcul. Il est donc important de développer des outils de conception basés sur des méthodes approchées rapides et efficaces pour pouvoir réaliser des premiers dimensionnements de structure.

Dans la suite nous exposons les différents travaux réalisés sur l'autocollimation et sur l'autocollimation mésoscopique. Notre objectif est de justifier notre choix pour développer des cristaux mésoscopiques et de trouver un possible outil ou un formalisme capable de modéliser ce type de structure. Notre but étant de modéliser la propagation de la lumière dans un milieu à double périodicité, il est logique de commencer par exposer les bases mathématiques qui permettent d'étudier la propagation de la lumière dans un milieu périodique. Nous exposons ensuite comment utiliser ces bases mathématiques pour modéliser l'autocollimation dans un cristal photonique, nous nous intéressons notamment au lien entre forme locale d'une courbe isofréquence et direction de propagation de l'énergie établi par Kosaka en 1999 [1]. Nous décrivons ensuite brièvement différents composants optiques qui exploitent ce phénomène et les limitations du phénomène d'autocollimation dans les PhC.

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité de plusieurs études précédentes. Il nous a semblé intéressant de reprendre de façon chronologique l'historique des études de ces structures, pour mieux présenter le contexte et le positionnement de

ces travaux. Nous nous intéressons ainsi par la suite à la modélisation de la lumière dans un cristal mésoscopique, pour cela nous exposons deux formalismes différents : le formalisme de métamatériaux de Mocella [16] et le formalisme d'indice de courbure d'Arlandis [2]. Nous justifierons notre choix de continuer à travailler avec le formalisme d'Arlandis. Nous présentons finalement les différents outils de modélisation développés pour étudier l'autocollimation mésoscopique et les efforts réalisés pour inclure les différentes sources des pertes optiques dans ces outils.

## 2.1 Électromagnétisme des milieux périodiques

Nous commençons par étudier la propagation de la lumière dans un milieu périodique tel que le PhC. Le comportement de la lumière est régi par les propriétés dispersives du PhC. Elles peuvent être étudiées à partir de la relation de dispersion  $\omega(\vec{k})$  ou de sa représentation graphique : le diagramme de bandes. Cette relation de dispersion est obtenue à partir des équations de Maxwell dans un milieu diélectrique  $\varepsilon$  sans source :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0 & \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot [\varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)] &= 0 & \nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \end{aligned}$$

Dans le cas d'un milieu périodique, la constante diélectrique en tout point de l'espace peut s'écrire  $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$ . Avec  $\vec{R}$  le vecteur translation qui définit la périodicité du milieu.

Dans une base d'ondes planes  $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t}$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t}$ , nous pouvons récrire les équations de Maxwell de la manière suivante :

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) - i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) + i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (2.2)$$

Par simplicité nous décidons de tout exprimer en fonction du champ magnétique  $\vec{H}(\vec{r})$  [8]. Ce qui permet de déduire l'équation de propagation dans le milieu et l'équation de transversalité de l'onde pour le champ magnétique :

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2.4)$$

Nous pouvons ensuite revenir au champ  $\vec{E}(\vec{r})$  avec l'expression :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon(\vec{r})} \nabla \times \vec{H}(\vec{r})$$

Dans le cas d'un milieu périodique, le **Théorème de Bloch** permet de décomposer une onde électromagnétique  $(\vec{E}(\vec{r}, t), \vec{H}(\vec{r}, t))$  sur la base de modes propres respectant les symétries et périodicités du système.

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (2.5)$$



Avec  $\vec{u}_{\vec{k}}$  une fonction de même périodicité que le milieu diélectrique  $\varepsilon$ . De la même manière que la décomposition en ondes planes permet de décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans l'espace libre, la décomposition en ondes de Bloch permet de décrire la propagation d'une onde dans un milieu périodique.

A partir de cette décomposition en modes de Bloch, nous pouvons réécrire l'équation de propagation (ou relation de dispersion) pour un milieu périodique sous la forme d'une équation aux vecteurs propres :

$$\Theta_{\vec{k}}(\vec{r})\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (2.6)$$

Avec l'opérateur différentiel  $\Theta_{\vec{k}}(\vec{r}) = (i\vec{k} + \nabla) \times \frac{1}{\varepsilon(\vec{r})} (i\vec{k} + \nabla) \times$ . La fonction périodique  $\vec{u}_{\vec{k}}$ , et donc le profil spatial du mode de Bloch associé, est vecteur propre de l'équation (2.6), et sa valeur propre  $\omega^2/c$  permet de connaître la fréquence du mode de Bloch. Dans la suite nous utilisons le logiciel open source MPB (MIT Photonic Bands) développé par le MIT (Massachusetts Institute of Technology) pour résoudre l'équation de propagation et obtenir la représentation graphique en diagramme de bandes de la relation de dispersion [9].

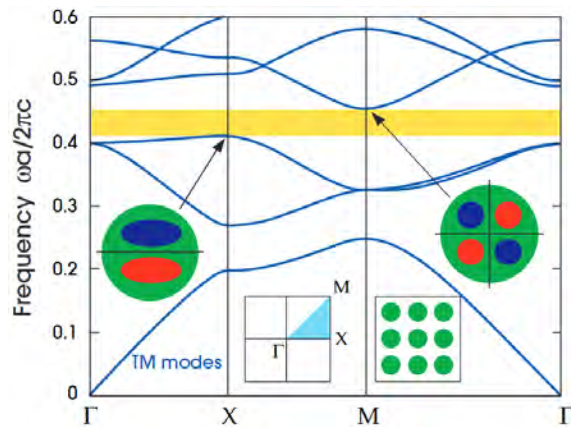


FIGURE 2.1 – Représentation en diagramme de bandes [8]. Le PhC, de paramètre de maille  $a$ , est composé de piliers d'indice 2,9 et de rayon  $0,38 [a]$  dans l'air. Le PhC utilisé (cercle vert sur blanc) et la première zone irréductible de Brillouin (zone bleue) sont représentés en insert. Les deux autres inserts correspondent au profil spatial de deux modes différents à l'intérieur d'un pilier.

Il existe deux types de représentation graphique de la relation de dispersion. Une première représentation en diagramme de bandes permet de connaître la relation de dispersion aux bords de la zone irréductible de Brillouin (IBZ), c'est-à-dire selon les directions de haute symétrie du cristal. Une deuxième représentation en courbes isofréquences permet de connaître la relation de dispersion en tout point  $u(k_x, k_y)$  de la première zone irréductible de Brillouin (IBZ).

La figure 2.1 est une représentation en diagramme de bandes pour une polarisation TM. Le milieu est un cristal photonique constitué des piliers cylindriques d'indice 2,9 dans l'air. La relation de dispersion est calculée pour les bords de l'IBZ

(zone bleue en insert). Ce type de représentation est courant pour les études d'ouverture de bande (zone jaune) ou de lumière lente (maximum et minimum locaux), mais ne permet pas d'étudier la propagation de la lumière à l'intérieur du cristal photonique selon une direction arbitraire.

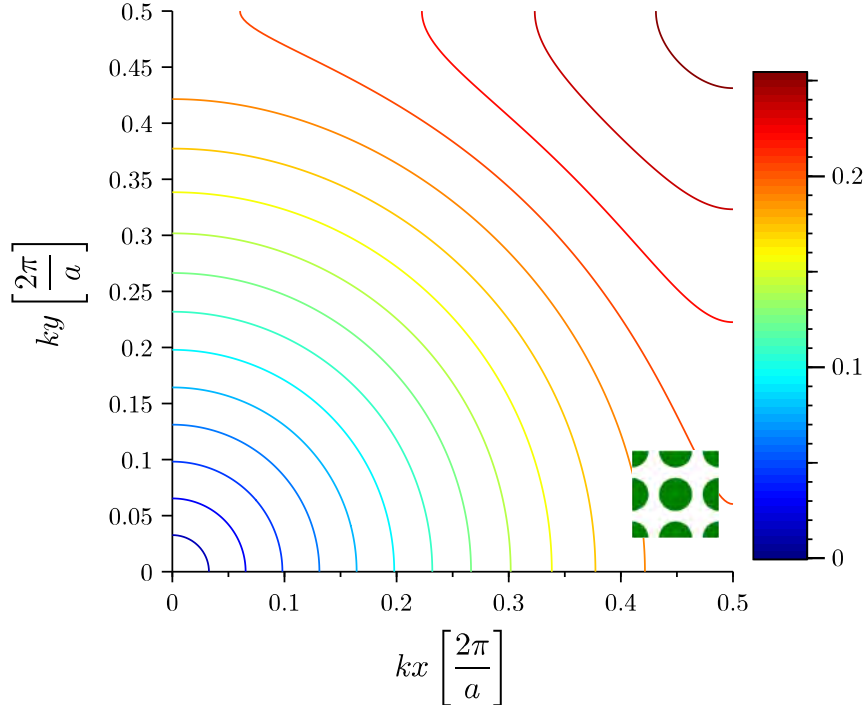


FIGURE 2.2 – Représentation du diagramme de bandes en courbes d'isofréquence. Il s'agit du même PhC que pour la figure 2.1.

Une deuxième représentation en courbes isofréquences permet l'obtention du diagramme de bandes en tout point  $u(k_x, k_y)$  de l'IBZ. La figure 2.2 montre le diagramme de bandes pour le même cristal que celui de la figure 2.1, pour une polarisation TM. Cette représentation permet de visualiser la relation de dispersion sous forme de courbes de niveau ou d'isofréquence. A partir de cette représentation il est possible d'étudier la propagation de la lumière à l'intérieur d'un cristal photonique. Cette représentation rend possible l'étude de la forme locale des isofréquences et permet de modéliser des phénomènes tels que l'autocollimation ou l'effet superprisme, qui dépendent de cette forme locale. Dans les sections suivantes nous exposons comment l'étude de la forme locale des isofréquences permet de modéliser le phénomène d'autocollimation.

## 2.2 Autocollimation dans un cristal photonique

Dans cette section nous nous intéressons au phénomène d'autocollimation dans un cristal photonique. Ce phénomène assure la conservation du profil transverse du faisceau le long de sa propagation dans le milieu uniquement à partir des propriétés dispersives du cristal photonique. La première preuve expérimentale de l'autocollimation a été réalisée par l'équipe de **Kosaka** en 1999 [1]. L'article de **Kosaka** nous permet de poser les bases mathématiques et physiques pour comprendre le lien entre courbes isofréquences, et guidage de la lumière dans un cristal photonique.

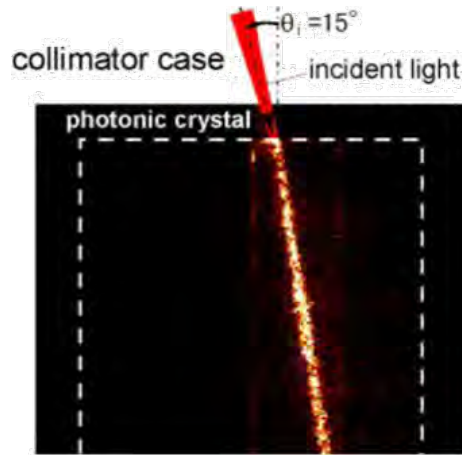


FIGURE 2.3 – Extrait de l'article de **Kosaka** [1] qui montre le phénomène d'auto-collimation dans un cristal photonique.

La figure 2.3 montre la propagation autocollimatée d'un faisceau dans un tel cristal photonique. On constate en effet que le faisceau incident dans le milieu se propage sans diverger. Ce cristal est composé d'une série de couches alternées de silicium et de silice épousant une matrice de géométrie graphite. La lumière est polarisée TM, possède une longueur d'onde de 956 nm et est guidée dans le plan horizontal des couches de silicium.

Le phénomène d'autocollimation dans un cristal photonique a lieu lorsque l'énergie de toutes les composantes spatiales d'un faisceau se propagent suivant la même direction. Cette direction est donnée par la vitesse de groupe  $\vec{v}_g(\vec{k}) = \vec{\nabla}_{\vec{k}}\omega(\vec{k})$ . Kosaka a établi un lien entre la direction de propagation des composantes spatiales, et la forme locale de l'isofréquence considérée. La direction de propagation de chacune des composantes sera perpendiculaire aux courbes d'isofréquences.

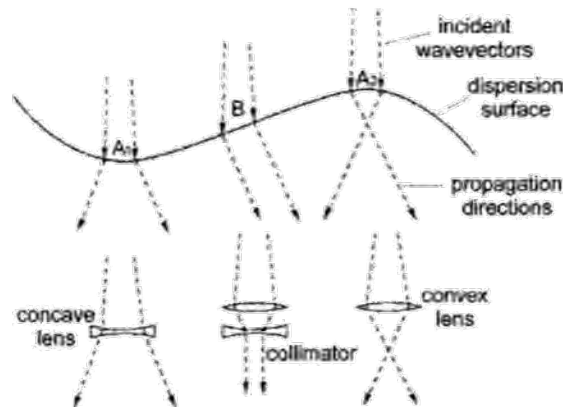


FIGURE 2.4 – Extrait de l'article de **Kosaka** [1] qui illustre l'impact de la forme locale des isofréquences sur la direction de propagation des composantes spatiales.

La figure 2.4 permet d'illustrer comment se propageront les composantes spatiales d'un faisceau en fonction de la forme locale de l'isofréquence considérée. Dans le cas **A**<sub>1</sub>, l'isofréquence possède une forme concave, ou une courbure positive. Chacune des composantes spatiales du faisceau incident se propageront avec une direction différente. La lumière au sein du cristal photonique divergera, le milieu se comportant comme une lentille divergente. Dans le cas **A**<sub>2</sub>, l'isofréquence possède une forme

convexe, ou une courbure négative. La lumière au sein du cristal photonique convergera, le milieu se comportant comme une lentille convergente. Entre les deux cas, nous observons une zone **B** où l'isofréquence est localement plate. Pour cette zone, les composantes spatiales du faisceau se propageront suivant une même direction. Le profil transverse du faisceau ne subit pas de modification le long de sa propagation au sein du cristal photonique : le faisceau est en régime d'autocollimation. Il s'agit de la configuration pour la figure 2.3.

D'un point de vue mathématique, considérons un faisceau monochromatique de fréquence  $u_0$  se propageant suivant une direction  $k_y$  perpendiculaire à l'isofréquence plate de la zone **B**. Nous appelons  $E(x, 0)$  le profil de l'onde dans le plan  $y = 0$ . Le profil transverse de l'onde dans le plan  $y = L$  est alors :

$$E(x, L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \tilde{E}(k_x) e^{ik_x x} e^{ik_y L} dk_x \quad (2.7)$$

Dans le cas général, sur la courbe isofréquence à  $u_0$ ,  $k_x$  et  $k_y$  ne sont pas indépendants. Comme  $k_y$  dépend de  $k_x$ , l'intégrale dans l'équation (2.7) ne se simplifie pas. Dans le cas de la zone **B**, l'isofréquence est plate sur une certaine gamme de  $k_x$  et donc la composante  $k_y = k_{y0}$  est constante. Sur cette gamme l'équation précédente devient alors :

$$E(x, L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_B \tilde{E}(k_x) e^{ik_x x} e^{ik_{y0} L} dk_x \quad (2.8)$$

$$= e^{ik_{y0} L} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_B \tilde{E}(k_x) e^{ik_x x} dk_x \quad (2.9)$$

$$= e^{ik_{y0} L} E(x, 0) \quad (2.10)$$

L'intégrale se simplifie uniquement parce que le terme  $k_y = k_{y0}$  est constant sur le domaine d'intégration de la zone **B**. Le profil transverse du faisceau après propagation sur une distance  $L$  est le même qu'à l'origine, à une phase globale près. Cela n'est vrai que pour un faisceau dont la décomposition en  $k_x$  est entièrement contenue dans la zone plate  $B$ . L'autocollimation a donc une acceptation angulaire finie, directement liée à l'extension de la partie plate de l'isofréquence.

Le phénomène d'autocollimation permet ainsi le guidage planaire de la lumière dans le cristal photonique. En pratique, seules les directions de haute symétrie offrent des zones plates suffisamment étendues pour permettre le guidage de faisceaux ayant un large spectre angulaire, c'est à dire des faisceaux de petit diamètre.

Nous étudions dans la section suivante les différents composants qui exploitent le phénomène d'autocollimation.

### 2.2.1 Composants optiques à autocollimation

Le phénomène d'autocollimation permet le guidage de la lumière à l'échelle de la longueur d'onde, et ce sans avoir besoin de guide à défaut ou à contraste d'indice. Cette possibilité ouvre les portes à une ingénierie photonique sur puce, hybride ou intégrée. Le faisceau étant guidé uniquement par les propriétés dispersives du cristal dans son ensemble, le guidage peut se faire en tout point du cristal et pas uniquement au niveau d'une structure physique dédiée au guidage (guide, défaut, ...). Cette caractéristique permet à de multiples faisceaux de coexister dans le même cristal

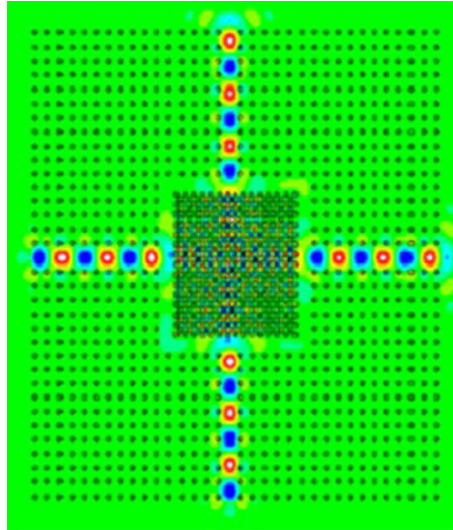


FIGURE 2.5 – Jonction optique à autocollimation [17]. Les guides à défaut permettent le guidage de la lumière jusqu'au cristal photonique. L'autocollimation permet un croisement des faisceaux sans échange d'énergie.

sans échange d'énergie, ouvrant la voie à des jonctions optiques à autocollimation, étudiée par l'équipe de **Gupta** [17].

La figure 2.5 montre une jonction optique à autocollimation. Dans ce composant la lumière est injectée dans les guides à défaut par le côté gauche et côté bas et est guidée jusqu'au cristal photonique. Le cristal photonique est composé d'une maille carrée de piliers diélectriques. Il a été conçu pour autocollimer le mode issu des guides à défaut. Les deux faisceaux peuvent se croiser à l'intérieur du cristal sans échange d'énergie et continuer leur chemin jusqu'aux guides de sortie.

Le phénomène d'autocollimation permet aussi de fabriquer des interféromètres micrométriques : Fabry-Pérot [18], Mach-Zehnder [19], Michelson [20], Gires-Tournois [21].

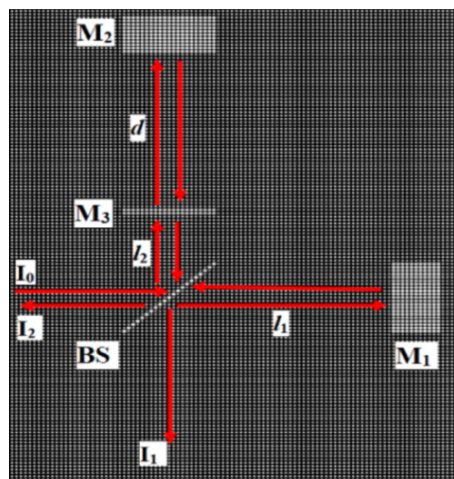


FIGURE 2.6 – Exemple d'interféromètre Gires-Tournois [21]. Le milieu cristal photonique permet le guidage de la lumière. Les miroirs et le séparateur des faisceaux sont à base de cristaux photoniques.

La figure 2.6 [21] montre le principe de fonctionnement d'un interféromètre de Gires-Tournois basé sur l'autocollimation. Les flèches rouges représentent le parcours

de la lumière à l'intérieur de l'interféromètre. Le milieu en cristal photonique est représenté en noir, il est composé d'une maille carrée de trous d'air, de rayon  $0,26 [a]$ , dans un milieu en silicium de constante diélectrique  $12,25$ . Les paramètres du cristal permettent d'obtenir le phénomène d'autocollimation sur la deuxième bande suivant les directions horizontale et verticale et pour une polarisation TE. La cavité Gires-Tournois assurant la dispersion chromatique est définie par les miroirs  $M_2$  et  $M_3$ . Le séparateur de faisceaux BS a été obtenu en modifiant le rayon d'une rangée de trous d'air afin d'obtenir une transmission de 50 % autour de la fréquence centrale d'autocollimation. Les miroirs  $M_1$  et  $M_2$  sont constitués d'une maille carrée dont l'ouverture de bande correspond à l'intervalle de fréquence de l'autocollimation, ce qui garantit une réflexion de 100 %. Le miroir  $M_3$  a été conçu en modifiant le rayon de deux rangées de trous d'air afin d'obtenir une réflexion de l'ordre de 50 %. Les auteurs rapportent un spectre de transmission rectangulaire dont la bande passante permet de couvrir toute la gamme C des télécommunications optiques (1530 nm-1565 nm).

Les deux exemples précédents montrent le potentiel de l'autocollimation dans un cristal photonique pour des futures applications en photonique intégrée.

Nous nous intéressons maintenant à l'exploitation de l'autocollimation pour la conception des cavités lasers. Le principe de fonctionnement est très simple, le cristal photonique assure une propagation autoguidée et joue le rôle de milieu à gain. Les miroirs sont conçus en cristal photonique ou en matériau homogène et sont intégrés pour fermer la cavité. L'équipe de **Zhao** [22] s'intéresse à ce type de cavité.

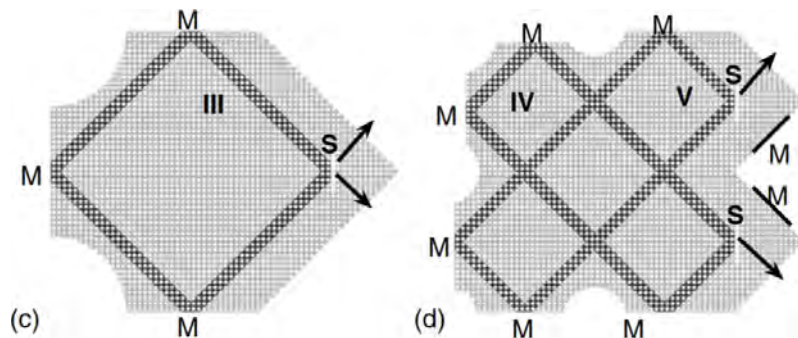


FIGURE 2.7 – Exemple de cavité laser en anneau [22]. (c) Le milieu à gain, représenté en noir, permet la propagation d'un faisceau. (d) Le milieu à gain permet la propagation de deux faisceaux.

La figure 2.7 illustre un exemple d'une cavité optique à 1 et 2 faisceaux où l'autocollimation est exploitée suivant les diagonales de la maille carrée. Les trous du cristal photonique sont structurés dans un milieu en GaAs, le milieu à gain est représenté par les zones sombres et il est composé de multiples puits quantiques en InGaAsP. Les auteurs ont fait l'hypothèse que les puits quantiques se trouvaient uniquement localisés dans les zones grises. Les zones claires ne contiennent pas de puits quantiques et sont constituées uniquement en GaAs. Dans les deux cavités, les miroirs de réflexion totale d'air (M) correspondent à une fin abrupte du cristal photonique et le miroir semi-réfléchissant de sortie (S) se compose d'une rangée de trous ayant un rayon différent.

Pour la première cavité, la longueur du parcours est calculée de sorte à obtenir des interférences constructives pour le vecteur d'onde associé à la fréquence d'auto-

collimation. Pour cette cavité le facteur de qualité est  $Q = 3910$ . La valeur élevée du facteur de qualité est attribuée directement au phénomène de guidage sans pertes par diffraction. Ce type de cavité peut-être utilisée comme gyroscope via l'effet Sagnac grâce à la propagation simultanée des deux modes dans les deux sens de rotation. Pour la deuxième cavité, l'effet laser est obtenu pour deux fréquences différentes sans échange d'énergie entre les modes. Les auteurs ont changé légèrement la longueur d'une des deux cavités à anneau pour déplacer le pic de résonance. Ils obtiennent le même phénomène que pour la première cavité mais avec deux fréquences différentes.

Ce type de cavité n'a jamais été fabriquée et les vraies performances optiques sont encore inconnues. Dans l'article les auteurs avancent un grand facteur de qualité grâce à l'absence des pertes par diffraction. Dans la réalité, certaines étapes du procédé de fabrication des cristaux photoniques dans la filière III-V introduisent des défauts en surface qui augmentent les pertes par diffusion de la lumière. De plus, les auteurs ont supposé que le milieu à gain n'est pas affecté par la structuration des trous ; or l'étape de structuration des motifs dans un milieu III-V contenant des puits quantiques, diminue le temps de vie des porteurs et donc dégrade le milieu à gain [23].

Les procédés de fabrication des cristaux photoniques dans la filière III-V modifient les propriétés physiques et chimiques du milieu et ont tendance à dégrader l'effet laser. En pratique des cavités laser à autocollimation ne sont pas exploitables. Julien Campos, ancien doctorant du laboratoire, a réalisé la première étude expérimentale d'une cavité laser à autocollimation dans la filière GaAs [12], avec des puits quantiques en InGaAs. Il a démontré que les pertes de propagation dans les zones à cristal photonique sont très élevées. Il faut utiliser des densités de puissance de pompe très élevées qui dégradent rapidement les échantillons et empêchent donc un usage continu. Ces pertes proviennent principalement des défauts de fabrication : défauts en surface et donc pertes par diffusion et introduction de sites de recombinaisons non radiatives et donc un faible temps de vie des porteurs.

### 2.2.2 Problème d'injection et d'extraction de la lumière

L'autocollimation dans un cristal photonique est fortement limitée par la taille physique du milieu de propagation et par les directions exploitables. Dans les composants présentés précédemment, seules les directions de haute symétrie sont exploitées, car elles garantissent une acceptation angulaire suffisante pour des faisceaux de petite taille. Une autre limitation de l'autocollimation est la difficulté à injecter ou à extraire la lumière. Un mauvais couplage entre l'onde plane incidente et l'onde de Bloch respective donne lieu à des réflexions parasites aux interfaces et donc à une réduction de la transmission de la lumière. Pour assurer une bonne transmission il est nécessaire de minimiser ces réflexions aux interfaces. Différentes méthodes proposent de minimiser les réflexions aux interfaces en améliorant le couplage entre l'onde incidente et le mode de Bloch respectif. Ces méthodes cherchent à adapter graduellement l'indice optique entre les deux milieux. Une première solution consiste à modifier la forme des trous à l'entrée et à la sortie du cristal photonique [24, 25, 26, 27]. Une deuxième solution consiste à utiliser des cristaux photoniques à gradient [28, 29].

La figure 2.8 montre les différentes solutions au problème de couplage. Dans la

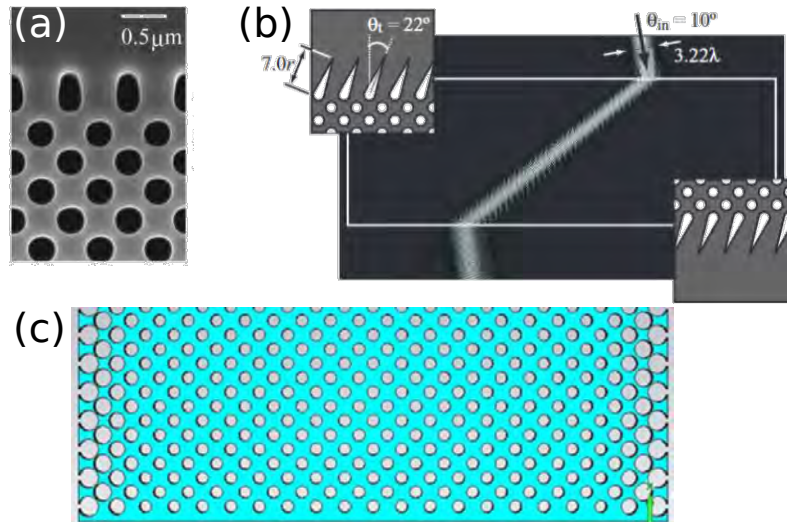


FIGURE 2.8 – Exemple de solutions pour maximiser le couplage à l'entrée et à la sortie d'un cristal photonique. (a) et (b) Modification de la forme des trous [26, 27]. (c) Gradient de trous [29].

figure 2.8 (a) la forme des trous situés à l'entrée et à la sortie du cristal photonique a été modifiée [26]. Les auteurs rapportent des pertes par réflexion aux interfaces de l'ordre de 0,2 dB. Dans le cas de la figure 2.8 (b) les auteurs ont fixé des motifs en forme de comètes pour la première et dernière rangée de trous [27]. Ils ont ensuite simulé la propagation d'un faisceau autocollimaté à l'intérieur d'un cristal photonique en maille carrée et étudié la transmission et réflexion de cette structure en fonction de l'inclinaison ( $\theta_t$ ) et de la longueur de la queue des comètes. Les valeurs présentées dans cette figure  $\theta_t = 22^\circ$  et longueur de comète de  $7,0 r$  (où  $r$  est le rayon des trous) correspondent aux valeurs qui minimisent les réflexions aux interfaces (0,2 dB par interface). Dans les multiples composants présents dans la littérature, la forme idéale des trous est déterminée de manière entièrement numérique par méthode FDTD en fonction des paramètres du cristal photonique. Ceci complexifie le processus de conception car pour toute nouvelle configuration géométrique, il faut recalculer une nouvelle forme idéale de trous aux interfaces.

La deuxième solution consiste à réaliser une modification graduelle de l'indice optique pour minimiser les réflexions aux interfaces. Pour cela, on réalise des cristaux photoniques à gradient de rayon [28, 29]. La figure 2.8 (c) montre une structure à gradient pour les trous aux interfaces du cristal photonique [29]. Cette équipe cherche à maximiser la transmission pour un faisceau se propageant suivant la direction  $\Gamma$ -K d'une maille carrée à  $45^\circ$ . Le rayon des trous aux interfaces varie graduellement de  $0,50 [a]$  à la valeur du cristal photonique  $0,35 [a]$ .

Les méthodes présentées précédemment permettent d'adapter progressivement le profil spatial de l'onde plane au profil spatial du mode de Bloch, pour minimiser les réflexions parasites. Cette adaptation est faite soit par modification de la forme des trous aux interfaces, soit par modification graduelle du rayon des trous aux interfaces. Dans les deux cas, la forme optimale et le nombre de rangées des trous aux interfaces sont déterminés par simulation FDTD et dépendent des paramètres géométriques du cristal.



### 2.2.3 Conclusion

La propagation de la lumière au sein d'un cristal photonique est liée à la forme locale des isofréquences. Le phénomène d'autocollimation a lieu lorsque l'isofréquence est localement plate. En pratique, seules les directions de haute symétrie offrent des isofréquences avec une zone plate suffisamment large et par voie de conséquence une acceptation angulaire suffisamment grande pour être exploitées avec des faisceaux de taille raisonnable. Dans le cas d'une cavité laser à autocollimation, il faut s'assurer que le gain compense les différentes pertes optiques dans le milieu, faute de quoi l'effet laser ne peut être obtenu. Ces pertes optiques peuvent être dues aux réflexions parasites aux interfaces. Il existe des solutions pour minimiser ces pertes, mais elles reposent sur des méthodes numériques coûteuses en temps de calcul. Des pertes optiques sont aussi dues au procédé technologique de fabrication des cristaux photoniques. Nous verrons dans le chapitre 4 comment améliorer le procédé de fabrication pour minimiser ces pertes.

## 2.3 Autocollimation dans un milieu mésoscopique

Un cristal photonique mésoscopique (MPhC) est composé de l'alternance d'une section à cristal photonique et d'un milieu homogène. En principe ce type de milieu permet de combiner les avantages du cristal photonique (contrôle de la dispersion) avec les avantages du milieu non structuré (milieu à gain, milieu non linéaire). Contrairement aux cavités laser entièrement à cristaux photoniques, les MPhC offrent la possibilité d'intégrer un milieu à gain non structuré et donc non dégradé par le procédé technologique de fabrication. Dans ce type de structures, le milieu non structuré fonctionne comme une source de lumière, puis les propriétés optiques du cristal photonique compensent la diffraction que cette lumière subit dans le milieu non structuré. Nous obtenons un laser où le milieu homogène fonctionne comme une source de lumière et l'alternance avec un milieu cristal photonique fonctionne comme un guide d'onde. Nous appelons ce phénomène autocollimation mésoscopique (MSC). Cependant comme exposé dans une section antérieure, ce type d'alternance donne lieu à des réflexions parasites aux interfaces et donc à des pertes planaires.

Dans cette section nous nous intéressons aux outils développés pour modéliser l'autocollimation mésoscopique et aux efforts réalisés pour minimiser les pertes planaires et verticales.

### 2.3.1 Autocollimation mésoscopique et métamatériaux

La section précédente a permis de mettre en évidence le lien entre forme locale des isofréquences et divergence de l'énergie dans un cristal photonique. Une autre méthode permettant d'obtenir un contrôle de la divergence d'un faisceau a été présentée par l'équipe de **Mocella** en 2009 [16]. Cette équipe a réalisé la première preuve expérimentale du phénomène d'autocollimation sur une impressionnante distance de propagation de 2 mm pour une longueur d'onde de  $1,55 \mu m$ . Ce phénomène a été possible en utilisant le concept d'antimatière optique [30]. Pour cela Mocella propose d'utiliser une alternance de milieu cristal photonique et milieu air (figure 2.9).

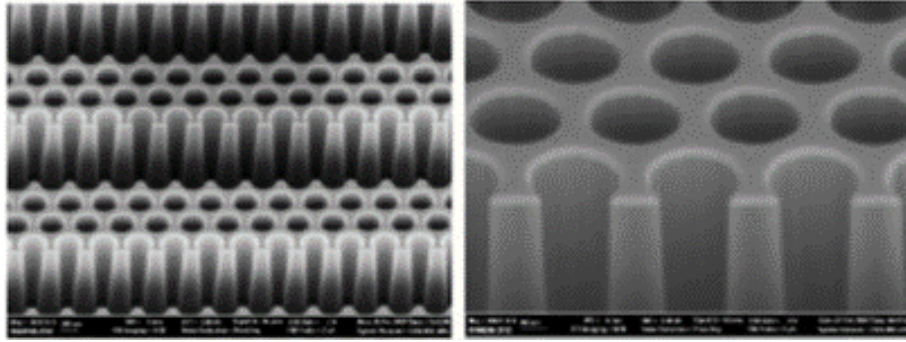


FIGURE 2.9 – Exemple de milieu proposé par **Mocella** [16]. Il s'agit d'une alternance de sections d'air et de sections à cristal photonique.

Dans ce milieu, le cristal photonique est exploité en tant que milieu effectif d'indice de réfraction unitaire et négatif. L'alternance de ce milieu effectif et d'un milieu d'air de même longueur et d'indice opposé, permet d'obtenir un milieu moyen d'indice de réfraction nul. Le cristal photonique est utilisé comme antimatériau optique de l'air, à la manière d'une lentille plate de Pendry [30], et annule les effets dus à la propagation dans l'air. Les sections à cristal photonique et d'air s'annulent deux à deux et le faisceau se propage comme s'il n'y avait pas du tout de milieu et donc sans divergence.

Contrairement au postulat de **Kosaka** [1], l'autocollimation ne résulte ici pas d'une forme spécifique de l'isofréquence considérée, mais plutôt d'un indice de réfraction moyen nul et d'un équilibre entre la taille de la section d'antimatériau optique (PhC) et de matière optique (air).

Le fait de travailler avec des sections de taille identiques de PhC et d'air engendre l'apparition d'un gap de Bragg qui empêche toute propagation dans le milieu. En outre l'alternance entre PhC et milieu non structuré donne lieu à des réflexions parasites aux interfaces.

Une solution pour éviter l'apparition du gap de Bragg et de minimiser les réflexions parasites aux interfaces est de travailler avec des sections de taille légèrement déséquilibrée et réaliser une adaptation d'impédance optique. Pour cela l'équipe de Mocella propose de sectionner une partie des trous aux interfaces (voir la figure 2.9), ce qui présente une difficulté technologique non négligeable.

Ces solutions obligent à travailler avec un milieu d'indice moyen presque nul, où l'autocollimation exacte n'est pas possible. Une étape supplémentaire d'optimisation par FDTD est nécessaire pour assurer une bonne autocollimation, des faibles pertes aux interfaces et la fermeture de gap dans l'intervalle des fréquences d'intérêt. En réalisant ces modifications l'objectif de Mocella est d'annuler complètement tous les effets de propagation ayant eu lieu dans l'air grâce au PhC, afin d'obtenir un faisceau en tout point identique au faisceau avant propagation dans le milieu mésoscopique.

Cette condition est en fait plus que nécessaire pour l'autocollimation. Comme décrit par Kosaka, il suffit d'assurer un guidage du profil transverse du faisceau. En ce sens, il suffirait au milieu PhC de compenser l'étalement transverse que le faisceau acquiert dans l'air. En particulier il est possible d'accumuler les effets de déphasage liés à la propagation dans un milieu moyen d'indice non-nul, plutôt que de chercher

à les annuler complètement, comme proposé par Mocella.

Ce formalise impose des structures dont les tailles de chaque section doivent être équilibrées, ce qui nous contraint à fixer dès le départ toutes les dimensions géométriques de nos structures. En ce qui concerne les cavités laser que l'on souhaite développer dans le cadre de cette thèse, ce formalise de compensation de l'indice optique du milieu homogène oblige à chercher des configurations de cristal photonique dont l'indice serait de l'ordre de -3.

Une telle valeur d'indice n'est possible qu'au delà de la première bande, où l'anisotropie de la relation de dispersion et les effets de repliement de bandes permettent d'avoir des valeurs d'indice négatives. Cela oblige à travailler à l'intérieur du cône de lumière et donc à exalter les pertes verticales. Enfin nous sommes obligés de réaliser une optimisation par méthode FDTD.

La structure à autocollimation présentée par Mocella ne répond pas à nos besoins de conception pour des cavités laser. Dans la suite nous présentons une méthode d'autocollimation plus adaptée aux structures alternant milieu homogène haut indice et milieu cristal photonique.

### 2.3.2 Autocollimation mésoscopique et indice de courbure

Une deuxième méthode, qui est plus adaptée au contexte des lasers à cristaux photoniques, a été introduite par **Arlandis** en 2012 [2]. Son équipe a démontré que l'autocollimation dans un milieu mésoscopique pouvait être obtenue uniquement en agissant sur le profil transverse du faisceau, à la manière de Kosaka.

La figure 2.10 montre le principe d'autocollimation dans un cristal mésoscopique. Le MPhC est composé d'un milieu homogène (en noir) d'indice optique 2,9 et d'un milieu structuré en cristal photonique en maille carrée tournée de  $45^\circ$  (trous en blanc). Les deux structures proposées (a) et (b) ont des paramètres géométriques différents offrant deux fractions différentes de matériau massif. Ces structures sont composées d'un nombre de rangées de trous et d'une longueur de milieu homogène différents. Pour ces structures, le profil transverse de l'onde est conservé le long d'une propagation sur  $400 [a]$ . La structure (c) est un milieu homogène de référence d'indice 2,9 : pour ce milieu l'onde subit une divergence notable au cours de sa propagation. Après propagation dans chaque structure, le waist de l'onde pour (a) et (b) est trois fois plus petit que dans le cas d'une propagation dans un milieu homogène (c). Ce type de structure permet le guidage de la lumière et ce même en présence d'un milieu homogène de haut indice, potentiellement actif ou non-linéaire. La différence essentielle avec l'approche proposée par Mocella est de ne chercher à compenser que l'étalement transverse de l'énergie et non pas à utiliser une antimitière optique pour annuler tous les effets de propagation dans l'air. L'autocollimation mésoscopique introduite par Arlandis consiste à étudier comment le profil transverse du faisceau est modifié au cours de sa propagation dans chacun des milieux.

Comme proposé par Kosaka, le profil transverse du faisceau est modifié directement par la forme locale des isofréquences. En partant de ce postulat l'équipe d'Arlandis propose d'étudier l'étalement du faisceau dans un MPhC, ou courbure accumulée, avec une approche de type propagateur : l'étalement total, après propagation dans le MPhC, est égal à la contribution des étalements, ou courbures

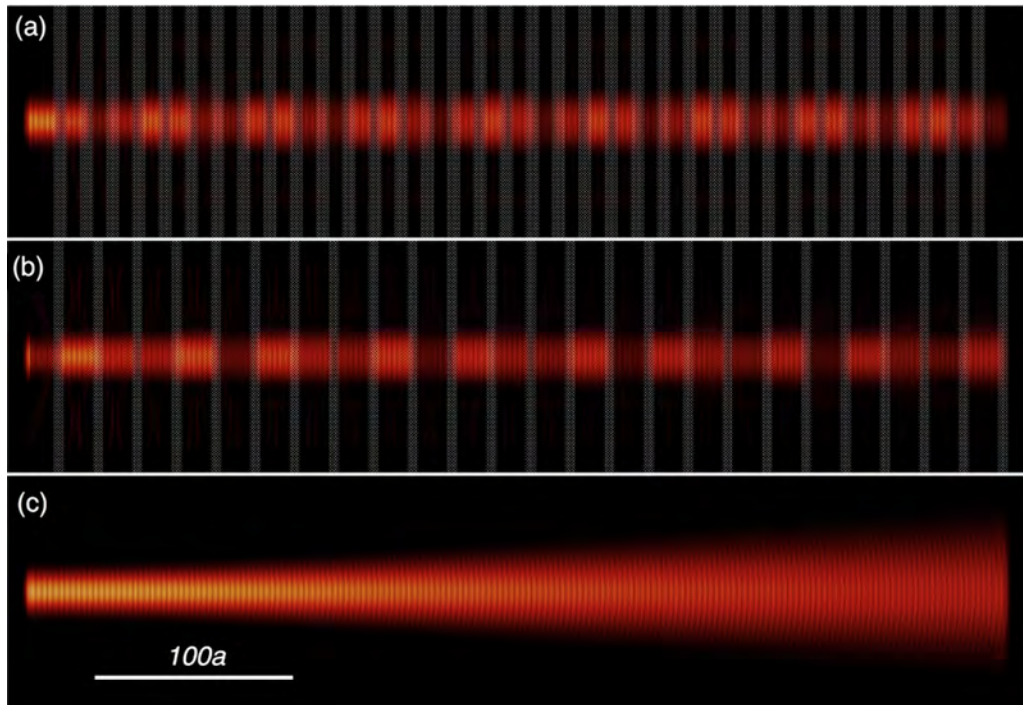


FIGURE 2.10 – Autocollimation mésoscopique proposée par Arlandis [2]. Le milieu homogène, d'indice 2,9 est représenté en noir, les trous de cristal photonique en blanc. (a) et (b) deux configurations mésoscopiques, en rouge la distribution spatiale du champ magnétique qui est autocollimaté au cours de sa propagation. (c) Distribution spatiale du champ magnétique dans un milieu homogène de référence.

accumulées, dans chaque milieu du MPhC. L'équipe d'Arlandis démontre ainsi que la quantité à compenser est la courbure accumulée dans chaque section ; qui peut s'exprimer de la manière suivante  $d/n_c(u)$ , avec  $d$  la longueur du milieu et  $n_c(u)$  l'indice de courbure du milieu.

Cet indice, introduit par les auteurs, permet de décrire l'étalement transverse du faisceau au cours de sa propagation dans un cristal photonique de la même manière que l'indice de groupe permet de rendre compte de la propagation temporelle d'un paquet d'onde dans un milieu dispersif.

Cette approche permet une marge de manœuvre plus importante concernant les paramètres géométriques vu que nous ne cherchons qu'à compenser la courbure accumulée, donnée par le terme en  $d/n_c(u)$ . L'autocollimation mésoscopique est possible dans un milieu d'indice optique moyen non-nul, comme le montre la figure 2.10.

L'indice de courbure a été défini suite à l'étude de la forme locale des isofréquences par un développement en série de Taylor de la relation  $k_y(k_x)$ . Ce développement démontre que cet indice permet de quantifier localement la courbure des isofréquences et donc l'étalement transverse que le faisceau acquiert après propagation dans chaque milieu.

Pour une propagation suivant un axe de symétrie du milieu PhC, l'équipe d'Arlandis restreint le développement en série de Taylor au terme d'ordre deux. Nous verrons dans une section ultérieure que l'étude de l'autocollimation suivant une direction arbitraire nécessite une étude approfondie de tous les coefficients, ou dérivées, du développement de Taylor, malgré le bruit numérique élevé et le coût calculatoire du

calcul des dérivés d'ordre supérieur.

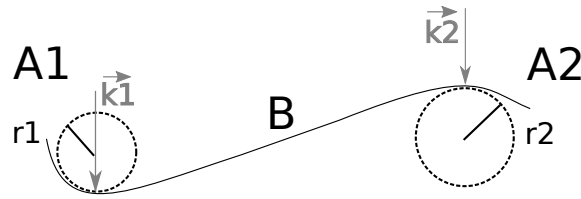


FIGURE 2.11 – Notion d'indice de courbure. Isofréquence concave A1 de rayon de courbure  $r_1$  et isofréquence convexe A2 de rayon de courbure  $r_2$ . Les vecteurs d'onde incidents  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  sont représentés en gris. Entre les deux, nous trouvons la zone B où l'isofréquence est localement plate et le rayon de courbure infini.

L'indice de courbure est calculé en fonction du rayon du cercle osculateur au point d'intérêt et de la norme du vecteur d'onde. Son signe traduit la concavité de l'isofréquence considérée, par rapport au vecteur d'onde d'incidence : positif pour une isofréquence concave (dispersion normale ou positive), négatif pour une isofréquence convexe (dispersion négative ou focalisation). Il est calculé analytiquement à partir de la vitesse de groupe  $\vec{v}_g$  et du vecteur d'onde dans le vide  $k_0$  [31] :

$$n_c = \frac{r}{k} = \frac{1}{k_0 \left[ \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{\vec{v}_g}{|\vec{v}_g|} \right) \right]} \quad (2.11)$$

Le terme en  $\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_g$  dans l'expression analytique de l'indice de courbure (Eq. (2.11)) mesure la vitesse avec laquelle les vecteurs vitesses des composantes spatiales divergent. Plus cette divergence sera importante, plus l'effet de lentille divergente ou superprisme sera prononcé.

La figure 2.11 permet d'illustrer ce concept en utilisant la même convention que pour la figure 2.4. La zone A1 possède un rayon de courbure  $r_1$  et un indice de courbure positif. Pour cette configuration, le faisceau acquiert une courbure accumulée positive, le milieu se comporte comme une lentille divergente.

La zone A2 possède un rayon de courbure  $r_2$  et un indice de courbure négatif. Pour cette configuration, le faisceau acquiert une courbure accumulée négative, le milieu se comporte comme une lentille convergente.

La zone B possède un rayon et un indice de courbure infinis. Pour cette configuration, le faisceau acquiert une courbure accumulée nulle, c'est le phénomène d'autocollimation proposé par Kosaka [1].

Dans le cas d'un MPhC le milieu homogène haut indice se comporte toujours comme une lentille divergente (figure 2.11 zone A1). Il faut donc trouver les conditions pour que le cristal photonique compense la courbure accumulée dans le milieu homogène.

Lorsque le faisceau se propage sur une mésopériode de longueur  $D$  composée d'une section de cristal photonique, de longueur  $d_1$ , et d'une section de milieu homogène, de longueur  $d_2$ , la courbure accumulée du faisceau est modifiée en deux étapes : une courbure positive, liée à un indice de courbure  $n_c > 0$ , qui mène à une divergence naturelle dans le milieu homogène et une courbure négative, liée à un indice de courbure  $n_c < 0$ , qui mène à une convergence dans le milieu cristal photonique.

Dans le cas d'un faisceau gaussien l'impact de la courbure accumulée sur l'étalement transverse du faisceau est caractérisée par la relation suivante [2, 32] :

$$\begin{aligned}
W(D) &= W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{GD}{z_0}\right)^2} \\
G &= \frac{1}{d_1 + d_2} \left(\frac{d_1}{n_1} + \frac{d_2}{n_{c2}}\right) \\
z_0 &= \pi W_0^2 u
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Avec  $(d_1, n_1)$  la longueur et l'indice de courbure du milieu homogène,  $(d_2, n_{c2})$  la longueur et l'indice de courbure du milieu cristal photonique et  $D = d_1 + d_2$  la longueur d'une mésopériode.  $W(D)$  est la largeur du faisceau après propagation dans une mésopériode,  $W_0$  la largeur du faisceau initiale, ou waist initial,  $u = a/\lambda$  la fréquence réduite considérée,  $a$  le paramètre de maille du cristal photonique,  $\lambda$  la longueur d'onde de travail,  $z_0$  la longueur de Rayleigh et  $G$  la courbure accumulée moyenne du milieu.

Le terme  $d_1/n_{c1}$  correspond à la courbure positive accumulée dans la section homogène et le terme  $d_2/n_{c2}$  caractérise la courbure négative accumulée (et donc la convergence) dans la section à cristal photonique. A partir de cette équation il est possible de déterminer la longueur du milieu homogène nécessaire pour l'autocollimation :  $d_1 = -d_2 n_1/n_{c2}$ . Pour cette longueur  $d_1$  la courbure accumulée moyenne  $G$  est nulle et donc  $W(D) = W_0$  : le waist en sortie est le même qu'en entrée, le faisceau s'est propagé sans modification du profil transverse.

Cette nouvelle méthode basée sur la compensation des courbures accumulées permet d'obtenir, à partir d'une configuration de cristal photonique, un ensemble large de solutions telles que  $d_1 = -d_2 n_1/n_{c2}(u)$  et garantissant une autocollimation mésoscopique suivant une direction perpendiculaire aux interfaces. Malheureusement cette approche ne permet pas de tenir compte des problèmes de réflexions aux interfaces.

La figure 2.12 issue de [33] montre l'amplitude du champ magnétique se propageant dans une structure censée assurer l'autocollimation mésoscopique. Nous pouvons observer un couplage entre les ondes réfléchies et les modes transverses se propageant parallèlement aux interfaces (c'est-à-dire ici selon la verticale de l'image). Ce couplage déforme le profil transverse et donc empêche l'autocollimation mésoscopique. De même, il entraîne des pertes planaires qui dégradent la transmission de la structure.

Une solution au problème de ces réflexions et diffraction planaire parasites consiste à positionner l'interface à l'intérieur d'une rangée de trous (la section à cristal photonique se terminant sur des trous incomplets). En jouant sur la fraction du trou coupé, la transmission de l'énergie au travers d'une mésopériode peut être améliorée. La figure 2.13 issue de [33] montre l'évolution de la transmission d'une mésopériode en fonction de la fréquence réduite et de la proportion de trou coupé aux interfaces. A partir de ce type de simulation FDTD, un optimum de transmission pour la plage de fréquences réduites d'intérêt a été déterminé pour des demi-trous aux interfaces.

En conclusion, ce formalisme apporte deux éléments fondamentaux à l'étude de l'autocollimation mésoscopique : tout d'abord, il introduit le concept essentiel d'indice de courbure et surtout, par rapport au formalisme de Mocella [16], puisque

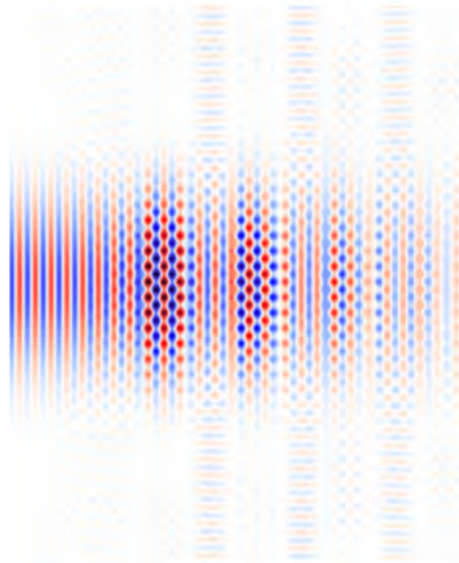


FIGURE 2.12 – Distribution spatiale du champ magnétique dans une structure à autocollimation mésoscopique [33]. Les réflexions parasites aux interfaces déforment le profil du champ et dégradent la transmission.

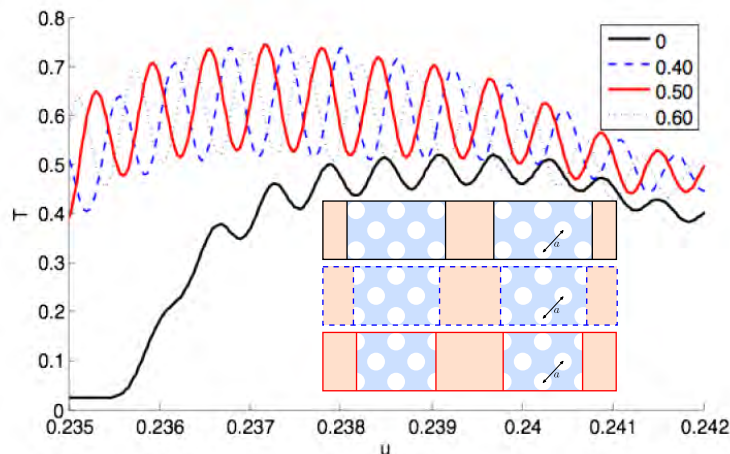


FIGURE 2.13 – Graphique inspiré de la thèse d'Arlandis [33]. Transmission d'une mésopériode en fonction de la fréquence réduite pour différentes positions de l'interface par rapport aux trous du cristal. La position est mesurée par rapport au centre de la dernière rangée de trous, en unité de  $r$  (rayon des trous). En insert trois différentes configurations pour l'emplacement de l'interface.

que l'autocollimation mésoscopique n'est plus liée à une compensation des indices optiques, il devient envisageable de la réaliser dans des milieux à fort indice optique. Il devient ainsi possible de concevoir des cavités laser à cristaux photoniques utilisant le gain des puits quantiques dans la zone homogène ( $n_1 \simeq 3$ ). Le milieu cristal photonique permet d'agir sur l'étalement du profil transverse de l'énergie et le milieu homogène permet de fournir le gain laser. Cependant le contrôle des réflexions parasites doit être étudié par des moyens uniquement numériques (simulations FDTD), et s'appuie sur des formes de trous demandant une très haute résolution de lithographie, ce qui complique toute réalisation pratique.

### 2.3.3 Autocollimation mésoscopique et contrôle des réflectivités

En 2014 une nouvelle approche développée durant la thèse de Giovanni Magno [3] a permis de contourner les problèmes liés aux réflexions parasites aux interfaces d'un MPhC. Au lieu de chercher à minimiser les réflexions parasites par adaptation d'impédance, cette approche considère la structure à autocollimation mésoscopique comme un multicouche et vise à contrôler les interférences pour maximiser la transmission (ou la réflexion), comme cela se fait dans les miroirs interférentiels ou les anti-reflets diélectriques multicouches.

Lorsque nous fixons une fréquence réduite, nous fixons aussi un indice optique effectif (aussi appelé indice optique ou indice de phase) dans le milieu cristal photonique :  $n_2 = k_2/u$ , où  $n_2$  est l'indice optique du cristal photonique pour une fréquence  $u$  et un vecteur d'onde  $k_2$ . Si nous assimilons le cristal photonique à un milieu de longueur  $d_2$  et d'indice optique  $n_2$  ; alors l'alternance avec le milieu homogène, d'indice optique  $n_1$  et de longueur  $d_1$ , peut être approchée à un multicouches optique.

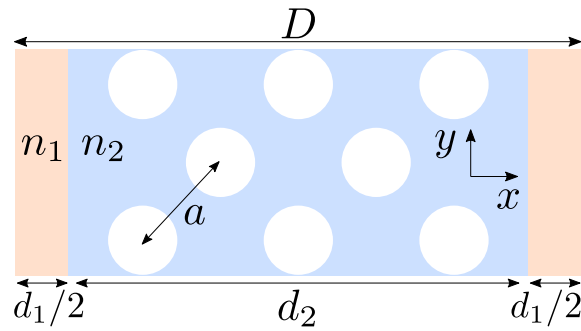


FIGURE 2.14 – Exemple d'une structure mésoscopique. En orange, la section homogène de longueur  $d_1$  et d'indice  $n_1$  et en bleu la section de cristal photonique de longueur  $d_2$  et d'indice  $n_2$ .

La figure 2.14 illustre l'approche mésoscopique développée par Magno [3]. Du point de vue de l'autocollimation, nous pouvons utiliser le formalisme de l'indice de courbure [2] pour concevoir une structure à autocollimation. A l'échelle de la mésopériode  $D$ , nous pouvons traiter cet empilement optique comme un empilement de deux couches présentant des indices effectifs homogènes et chercher à contrôler sa réflectivité. Nous interprétons ainsi le MPhC comme un multicouche altérant une couche homogène d'indice optique et de longueur  $n_1$  et  $d_1$  (en orange sur la figure 2.14), avec un cristal photonique assimilé à une couche effective (en bleu sur la figure 2.14) d'indice optique  $n_2(u)$  et de longueur  $d_2$ . Avec cet approche, il est possible de minimiser les réflexions parasites en contrôlant les interférences entre chaque interface de manière analogue au contrôle des réflectivités d'un multicouche. Cette approche permet de contourner les méthodes complexes d'adaptation d'impédance pour minimiser les pertes optiques planaires (réflexions parasites).

Afin d'assurer simultanément une autocollimation mésoscopique et une minimisation des pertes planaires aux interfaces, il faut satisfaire simultanément les équations suivantes :



$$\frac{d_1}{n_1} + \frac{d_2}{n_{c2}} = 0 \quad (2.13)$$

$$d_1 n_1 = \frac{p_1}{4u} \quad (2.14)$$

$$d_2 n_2 = \frac{p_2}{4u} \quad (2.15)$$

Avec  $i = 1, 2$  le milieu homogène ou cristal photonique,  $d_i$ ,  $n_i$  la longueur et l'indice du milieu,  $u$  la fréquence réduite et  $p_i$  un nombre entier naturel dont la parité permet de maximiser la transmission aux interfaces ( $p_i$  pair, couche  $i$  anti-réflexivité ou AR) ou de maximiser les réflexions aux interfaces ( $p_i$  impair, couche  $i$  haute-réflexivité ou HR). L'équation (2.13) permet de retrouver les conditions sur la longueur de milieu homogène pour obtenir l'autocollimation mésoscopique. Les équations (2.14) et (2.15) permettent de minimiser ou de maximiser les interférences destructives entre l'onde réfléchie à l'entrée et l'onde réfléchie après un aller-retour dans chacun des deux milieux. Avec cette approche il est possible de maximiser la réflexion ou la transmission à travers la structure mésoscopique.

Pour une configuration de milieu cristal photonique fixée ( $d_2$ ,  $n_{c2} < 0$ ,  $u$ ,  $n_2$ ) nous pouvons calculer les longueurs de milieu homogène  $d_1$  solutions de l'équation (2.13). Ces solutions permettent d'obtenir l'autocollimation parfaite mais ne garantissent pas un contrôle optimal des réflectivités. La longueur du milieu cristal photonique  $d_2$  et la longueur du milieu homogène calculée  $d_1$  ne sont pas forcément solutions des équations (2.14) et (2.15). Pour chaque longueur, les équation (2.14) et (2.15) deviennent :

$$\tilde{p}_1 = 4ud_1 n_1 \ \& \ \tilde{p}_2 = 4ud_2 n_2 \quad (2.16)$$

Avec  $\tilde{p}_i$  un nombre réel pas nécessairement entier, ce qui entraîne un contrôle des réflectivités imparfait. Afin de minimiser l'erreur faite sur le contrôle des réflectivités il faut choisir les couples ( $d_1$ ,  $d_2$ ) pour lesquels  $\tilde{p}_i$  est le plus proche d'un entier pair ou impair. Cette méthode est complexe à mettre en place et nécessite un traitement particulier [3, 6], mais permet la conception de structures à autocollimation mésoscopique ayant une transmission supérieure à 99%.

La figure 2.15 issue de [3] montre les résultats FDTD d'un MPhC anti-reflet. Le MPhC est composé d'un milieu homogène haut indice alterné avec un milieu à cristal photonique possédant 5 rangées de trous en maille carrée à 45°. La propagation est étudiée suivant une direction de propagation perpendiculaire aux interfaces. La figure 2.15 (a) montre l'intensité du champ magnétique à la fréquence d'autocollimation mésoscopique. Le profil transverse est conservé le long du milieu et aucune réflexion parasite n'est observée en amont de la structure. La figure 2.15 (b) montre l'évolution du waist en fonction de la distance de propagation. Nous observons que le waist au sein de la structure, en vert, est presque identique au waist de la source, en gris clair.

Afin de mieux illustrer l'autocollimation mésoscopique, il faut comparer le waist collimaté avec le waist que le faisceau aurait eu dans un milieu entièrement homogène de même indice. La courbe noire de la figure 2.15 (b) montre l'évolution du waist au cours de la propagation dans un milieu de même dimension que le MPhC mais entièrement homogène. Au niveau du plan de transmission ( $x = 200 [a]$ ), la valeur du waist homogène (gris) est presque deux fois supérieure à celle du waist autocollimaté.

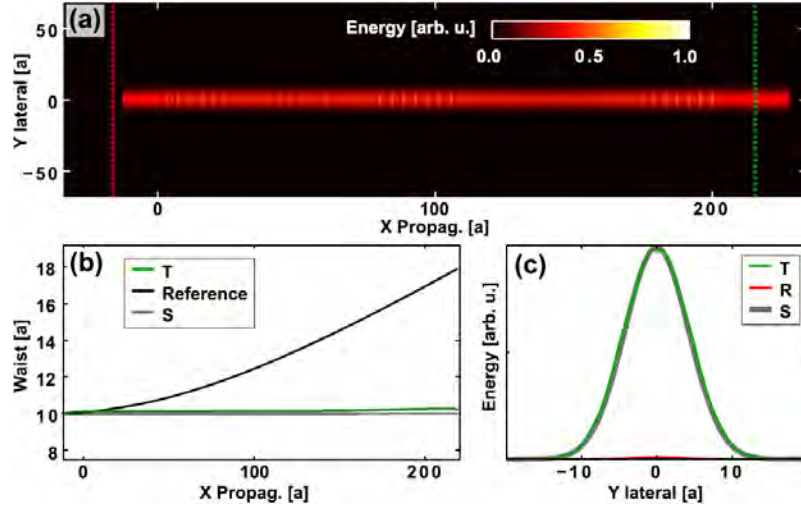


FIGURE 2.15 – Résultats FDTD d'un MPhC à autocollimation mésoscopique anti-reflet issue de [3]. (a) Distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique à la fréquence d'autocollimation, en rouge et vert les plans de réflexion et transmission. (b) Évolution du waist de l'intensité au cours de sa propagation dans le MPhC en vert, dans un milieu homogène de mêmes dimensions en noir et le waist au plan de la source en gris. (c) Profil transverse de l'intensité au plan de transmission en vert, au plan de réflexion en rouge et au plan de la source en gris.

La figure 2.15 (c) montre le profil transverse de l'intensité du champ magnétique au plan de transmission (vert), réflexion (rouge) et au plan de la source (gris). Le profil transmis possède la même forme et la même intensité que le profil de la source, alors que le profil réfléchi possède une intensité presque nulle. Ceci démontre que presque toute l'énergie a été transmise sans déformation au travers le MPhC.

Cette méthode permet aussi de concevoir, en changeant la parité des entiers  $p_1$  et  $p_2$ , des structures autocollimatantes à haute réflectivité. Ce type de structures peut être utilisé comme miroir plan à haute acceptance angulaire, et donc permettre de concevoir des cavités types Fabry-Pérot à miroir plan [4, 5]. Les miroirs MPhC permettent de confiner de manière efficace un mode optique à l'intérieur de la cavité grâce à une refocalisation de la lumière. Dans [4], les auteurs rapportent pour des structures 2D de type Fabry-Pérot un facteur de qualité théorique supérieur à 9500. Une démonstration expérimentale dans le domaine infrarouge à  $1,55 \mu\text{m}$  a révélé un facteur de qualité de 1700 [5]. Les auteurs attribuent la chute du facteur de qualité aux pertes verticales par couplage avec l'air. L'autocollimation mésoscopique suivant une direction perpendiculaire aux interfaces oblige en effet à travailler avec des fréquences réduites à l'intérieur du cône de lumière et les pertes verticales impactent le facteur de qualité. Ces pertes ne sont pas prises en compte dans cette méthode de conception 2D.

En conclusion, l'approche mésoscopique permet de contourner les pertes planaires liées aux réflexions parasites aux interfaces, sans avoir recours à des méthodes complexes d'adaptation d'impédance. Une démonstration expérimentale a permis de valider ce nouveau formalisme, mais a aussi mis en évidence les limites d'une autocollimation suivant une direction perpendiculaire aux interfaces, à savoir les pertes verticales par couplage hors du plan. Ces pertes apparaissent lorsque le point de fonctionnement  $(u, \vec{k})$  dans la mésopériode se trouve à l'intérieur du cône de lu-

mière.

Pour avoir cette information, il faut tenir compte des différents repliements de bandes suivant  $\vec{k}_x$  qui sont dus à la mésopériodicité  $D$ . Nous parlons plus en détails de ce phénomène dans la section 3.1.2 on page 41. Un deuxième point faible de cette méthode est la difficulté à réaliser des études paramétriques pour une conception simple et rapide, comme cela est décrit dans [6].

### 2.3.4 Autocollimation mésoscopique dans une direction arbitraire et sous le cône de lumière

L'étude du diagramme de bandes déplié d'une mésopériode a démontré l'existence de directions d'autocollimation arbitraires et sous le cône de lumière dans le cristal mésoscopique [7].

L'équipe de Magno propose d'appliquer le développement en série de Taylor introduit par Arlandis [2] au diagramme de bandes d'une mésopériode. Ce développement révèle l'existence des zones suffisamment plates où l'autocollimation mésoscopique peut avoir lieu suivant une direction arbitraire.

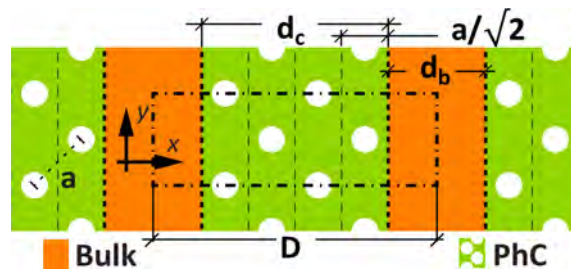


FIGURE 2.16 – Description d'une cellule élémentaire (mésopériode) pour le calcul du diagramme de bandes. La cellule utilisée est à l'intérieur du rectangle en pointillés [7].

La figure 2.16 montre le type de mésopériode (ou MPhC) étudiée par l'équipe de Magno [7], en orange le milieu homogène et en vert le milieu cristal photonique en maille carrée à  $45^\circ$ . Le rectangle en pointillés délimite la mésopériode de longueur  $D$  et de largeur  $a\sqrt{2}$ . Dans le cas des structures MPhC, les repliements de bande, dus à la mésopériode, permettent d'obtenir des isofréquences plates de grande acceptance angulaire, dans des directions arbitraires.

En pratique il faut calculer le diagramme de bandes de la mésopériode dans la première zone irréductible de Brillouin (IBZ) du MPhC. On étudie ensuite les variations locales de la relation  $k_y(k_x)$ . Cette étude est réalisée à partir d'un développement en série de Taylor, dans un repère local curviligne, suivant une isofréquence dans le plan  $(k_x, k_y)$  de ce diagramme. Les coefficients du développement correspondent aux dérivées locales de la relation de dispersion. Plus le nombre de dérivées d'ordres supérieurs nulles augmente, plus l'étendue de la zone plate de l'isofréquence est importante. En pratique le bruit numérique limite à trois l'ordre des dérivées que l'on peut étudier [7]. Nous obtenons donc le vecteur d'onde dans le MPhC et la fréquence réduite pour lesquels les trois premiers coefficients sont nuls simultanément. Ces deux grandeurs permettent de déduire la direction de propagation dans le MPhC suivant laquelle l'autocollimation est obtenue.

Cependant, cette méthode de conception entièrement numérique nécessite d'énormes ressources pour le calcul du diagramme de bandes de la mésopériode. La mésopériode introduit des repliements de bandes suivant la direction  $k_x$  [34, 35]. A cause de cela il faut monter en numéro de bandes pour couvrir toute l'IBZ du MPhC.

Un repliement de bande à lieu tous les  $\pi/D$  et ce jusqu'à couvrir toute l'extension horizontale de l'IBZ de la mésopériode. Il faut ensuite tenir compte de tous ces repliements pour introduire le bon repère local pour le développement en série de Taylor. L'équipe de Magno propose un algorithme simple de dépliage suivant la direction  $k_x$ .

A partir du diagramme de bandes déplié une étude des dérivées d'ordre supérieur est réalisée pour trouver les points qui offrent la zone la plus plate sur la plus grande extension possible.

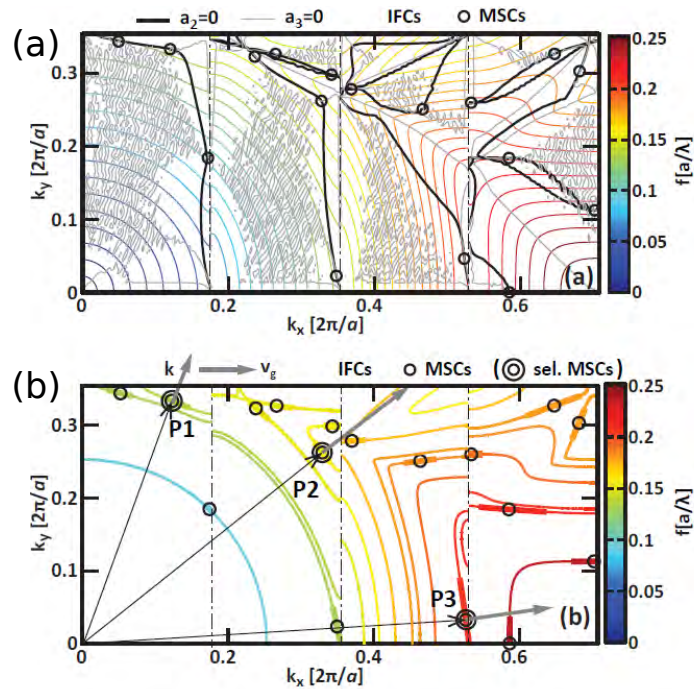


FIGURE 2.17 – Directions d'autocollimation mésoscopique issue de [7]. En couleur les isofréquences retenues. (a) Représentation des dérivées nulles : ordre 2 en noir et ordre 3 en gris. Les zones où les trois premières dérivées sont nulles sont représentées par des cercles noirs. (b) Représentation des possibles directions d'autocollimation dans le MPhC. Les flèches grises représentent la direction du vecteur de Poynting pour quelques points de fonctionnement qui assurent une autocollimation dans le MPhC.

La figure 2.17 issue de [7] montre le diagramme de bandes déplié de la mésopériode. Sur la figure 2.17 (a) nous observons en couleur la représentation en isofréquence du diagramme de bandes. A partir de cette représentation et du développement en séries de Taylor proposé par l'équipe de Magno, il est possible de trouver des points de MSC sous le cône de lumière. Les zones de MSC correspondent à celles où les dérivées d'ordre 2 et 3 s'annulent simultanément (cercles noirs). Cette figure rend aussi compte de l'impact du bruit numérique représenté par les zones où la dérivée d'ordre trois (gris clair) possède un comportement chaotique.

La figure 2.17 (b) représente la direction du vecteur de Poynting (flèches grises) pour certains points d'autocollimation.

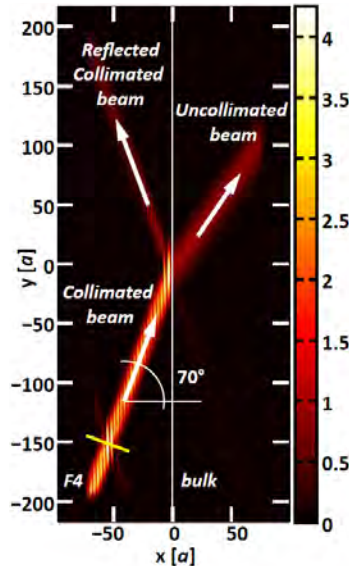


FIGURE 2.18 – MSC dans la structure représentée dans la figure 2.16 issue de [7]. Le plan de la source se trouve à l'intérieur du MPhC, les paramètres correspondent au point P1 de la figure 2.17 (b). L'interface entre le MPhC et le milieu homogène est à la position  $x = 0$ .

La figure 2.18 issue de [7] représente la distribution de l'intensité du champ magnétique pour une source à l'intérieur du MPhC. Les paramètres de la source, angle et fréquences réduite, correspondent au point P1 de la figure 2.17 (b). La source se propage depuis l'intérieur du MPhC jusqu'à l'interface avec un milieu entièrement homogène. Avant d'arriver à l'interface ( $x = 0$ ), le profil transverse de l'intensité du champ magnétique reste conservé lors de la propagation selon l'angle prédit par la figure 2.17 (b). À l'interface nous observons un faisceau transmis. Ce faisceau n'est plus collimaté et diverge dans le milieu homogène. En plus du faisceau transmis, nous observons un faisceau se propageant dans le cristal. Ce faisceau repart vers l'intérieur du cristal de manière collimaté et résulte d'une réflexion parasite à l'interface.

Cette approche est entièrement différente des méthodes précédentes. Ici on étudie numériquement la mésopériode complète, sans tenir compte des caractéristiques géométriques des milieux qui la composent, et cherchons directement dans le diagramme de bandes complet les zones d'isofréquences les plus plates. Contrairement aux approches précédentes, où il existe un certain degré de liberté dans le choix des paramètres géométriques, ici la mésopériode est fixée dès le départ de manière arbitraire. Nous n'avons aucun degré de liberté sur ces caractéristiques géométriques et pour toute nouvelle configuration de mésopériode il faut reprendre la méthode de conception en entier.

De plus cette approche numérique nécessite un calcul complet du diagramme de bandes de la mésopériode sur un grand nombre de bandes, proportionnel à  $D$ , contrairement aux méthodes précédentes où seul un simple calcul de la première bande du PhC infini était nécessaire. S'ajoute aussi le problème de bruit numérique

lié au calcul de la dérivé d'ordre trois.

Cependant cette méthode donne des directions arbitraires qui peuvent se trouver sous le cône de lumière. Ces directions sont particulièrement intéressantes car elles annulent les pertes par diffraction hors du plan. Toutefois, les pertes par diffraction planaire au niveau des interfaces structurées ne sont pas traités et restent présentes.

## 2.4 Conclusion globale et positionnement

Les structures à autocollimation mésoscopique présentent un réel attrait pour la réalisation de structures laser. En effet, elles permettent un compromis entre maximisation du gain du milieu et minimisation des pertes optiques. Le gain du milieu est assuré par le milieu homogène non structuré et les pertes optiques planaires sont minimisées par un contrôle des réflexions aux interfaces et les pertes optiques verticales par de possibles directions de propagation sous le cône de lumière. Au cours de la dernière décennie beaucoup d'efforts ont été faits pour mieux comprendre le phénomène d'autocollimation mésoscopique et pour mettre en place des stratégies qui limitent les pertes optiques, dans l'idée de guider la lumière sans pertes. Ces efforts ont abouti à la mise en place d'outils d'étude et de modélisation de l'autocollimation prenant en compte le contrôle de réflexions parasites suivant une direction perpendiculaire aux interfaces. En outre, des directions d'autocollimation arbitraires et sous le cône de lumière ont aussi été mises à jour de façon numérique. Cependant, les outils développés jusqu'à maintenant nécessitent soit une analyse complexe des résultats soit beaucoup de ressources numériques. Ces limitations empêchent toute étude paramétrique de l'autocollimation mésoscopique. Le chapitre suivant introduit une méthode de conception paramétrique, capable d'étudier l'autocollimation mésoscopique dans une direction arbitraire sans avoir besoin d'énormes ressources numériques, tout en tenant compte des pertes verticales (cône de lumière) et pertes planaires (contrôle des réflectivités et diffractions aux interfaces).



# Chapitre 3

## Modélisation

Nous développons ici nos travaux portant sur la mise en place d'un modèle de conception simple, rapide, de structures à autocollimation mésoscopique fonctionnant sous le cône de lumière et en incidence oblique.

L'objectif premier de ces travaux était de disposer d'un système permettant de dessiner des structures montrant des performances similaires aux structures découvertes par Magno *et al.* [7], mais de façon simple et efficace.

Nous avons donc cherché à mettre en place une méthodologie la plus générique possible. Nous l'avons ensuite appliquée à l'étude de structures MSC fonctionnant en incidence normale pour la valider en la confrontant aux résultats déjà acquis dans la littérature, avant d'étudier son application à la conception de structures fonctionnant en incidence oblique sous le cône de lumière.

Enfin, les différentes règles de conception mises en place durant ces travaux nous ont permis de faire une première exploration de structures MSC à base de cristal photonique hexagonal.

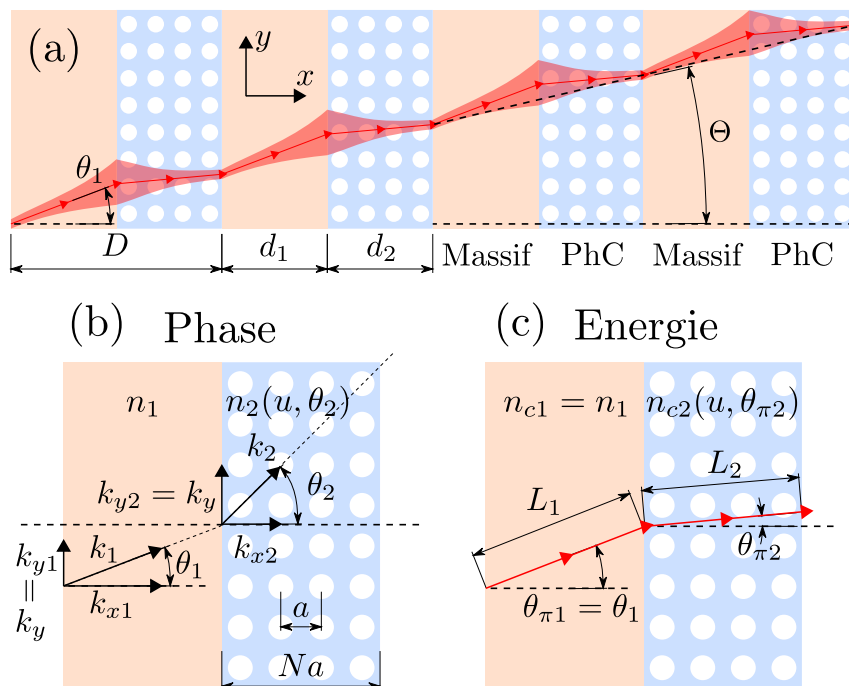


FIGURE 3.1 – Structure mésoscopique. (a) Vue d'ensemble de la structure et de la propagation du faisceau. (b) Propagation de la phase. (c) Propagation de l'énergie.



## 3.1 Méthode de conception paramétrique

### 3.1.1 Définitions et géométrie

Dans cette section nous décrivons les grandes lignes de notre méthode de conception.

Notre objectif est de développer une méthodologie de conception de structures mésoscopiques permettant l'autocollimation d'un faisceau se propageant avec un angle arbitraire par rapport à l'axe de la mésopériode. La figure 3.1 (a) présente une vision générique des structures que nous souhaitons concevoir.

Le milieu orange correspond au milieu massif homogène, de longueur  $d_1$  et d'indice  $n_1$  et le milieu bleu correspond au milieu PhC, de longueur  $d_2$  et d'indice  $n_2$ . Dans la suite les indices  $i = 1$  et  $i = 2$  correspondent aux milieux homogène et PhC respectivement. Le PhC est réalisé par l'ajout de trous d'air dans le milieu homogène d'indice  $n_1$ . Ce milieu est composé d'un empilement membranaire en matériau semi-conducteur au sein duquel il y a trois puits quantiques en InGaAs (voir annexe B on page 137). Les puits quantiques émettent selon la polarisation TE (champ électrique dans le plan de la membrane), dans les gammes de longueur d'onde situées entre 960 nm et 1020 nm. Nous étudierons donc le diagramme de bande du cristal photonique pour cette polarisation uniquement.

La période du cristal photonique est notée  $a$  (qui sera prise comme unitaire dans la suite), les trous possèdent tous le même rayon noté  $r$ , exprimé en unités de  $[a]$ . Nous travaillons en unités de fréquence réduite,  $u = a/\lambda$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde de travail dans le vide et toutes les distances seront exprimées en unités du paramètre de maille  $a$ .

Le faisceau incident arrive depuis le milieu homogène avec un angle  $\theta_1$  et se propage à l'intérieur de la structure avec un angle moyen  $\Theta$ . Au cours de sa propagation, l'anisotropie du milieu PhC change la direction de propagation de l'énergie dans chaque milieu. Cette anisotropie oblige à étudier séparément la direction de propagation de l'énergie et la direction de propagation du vecteur d'onde.

La propagation du vecteur d'onde dans chaque milieu est représentée par la figure 3.1 (b). Il se décompose suivant une composante horizontale  $k_{xi}$  et une composante tangentielle  $k_{yi}$ , dans le plan de la membrane  $(x, y)$ . La conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde à l'interface permet d'écrire  $k_{y1} = k_{y2} = k_y$  comme invariant du problème.

La propagation du vecteur de Poynting, et donc de l'énergie, est illustrée par la figure 3.1 (c). L'énergie se propage sur une distance  $L_i$  dans chaque milieu, sa direction de propagation est donnée par l'angle  $\theta_{\pi i}$ . Dans le cas d'une propagation en incidence normale la distance de propagation est égale à la longueur physique  $d_i$  [2, 3]. Dans un milieu isotrope comme le milieu homogène l'énergie possède une direction de propagation parallèle au vecteur d'onde  $\vec{k}_1$  :  $\theta_{\pi 1} = \theta_1$ . Dans le cas d'un milieu anisotrope tel que le PhC, la direction de propagation de l'énergie  $\theta_{\pi 2}$ , donnée par la direction du vecteur vitesse de groupe, est perpendiculaire aux courbes d'isofréquences [1].

Pour concevoir les zones PhC, nous nous sommes concentrés sur les réseaux de Bravais réguliers de l'espace 2D comme base de réalisation. Nous avons donc de nombreuses géométries possibles, selon le type de réseau utilisé pour le PhC et son orientation par rapport à la mésopériode. La figure 3.2 présente les deux

types de mailles considérées ((a) carrée et (b) hexagonale) ainsi que les courbes iso-fréquences associées dans leur zone irréductible de Brillouin (IBZ) respective ((c) pour la maille carrée et (d) pour la maille hexagonale). Dans cette figure, les principales directions de haute symétrie sont indiquées en pointillés rouges et les zones présentant un indice de courbure négatif sont indiquées en gris. Pour espérer obtenir une autocollimation mésoscopique en alternant le milieu massif et le milieu PhC, il faut que dans ce dernier le point de fonctionnement se trouve dans une zone à courbure négative. Cette condition permet de guider notre choix d'orientation relative de la maille cristalline et de la périodicité de la structure mésoscopique.

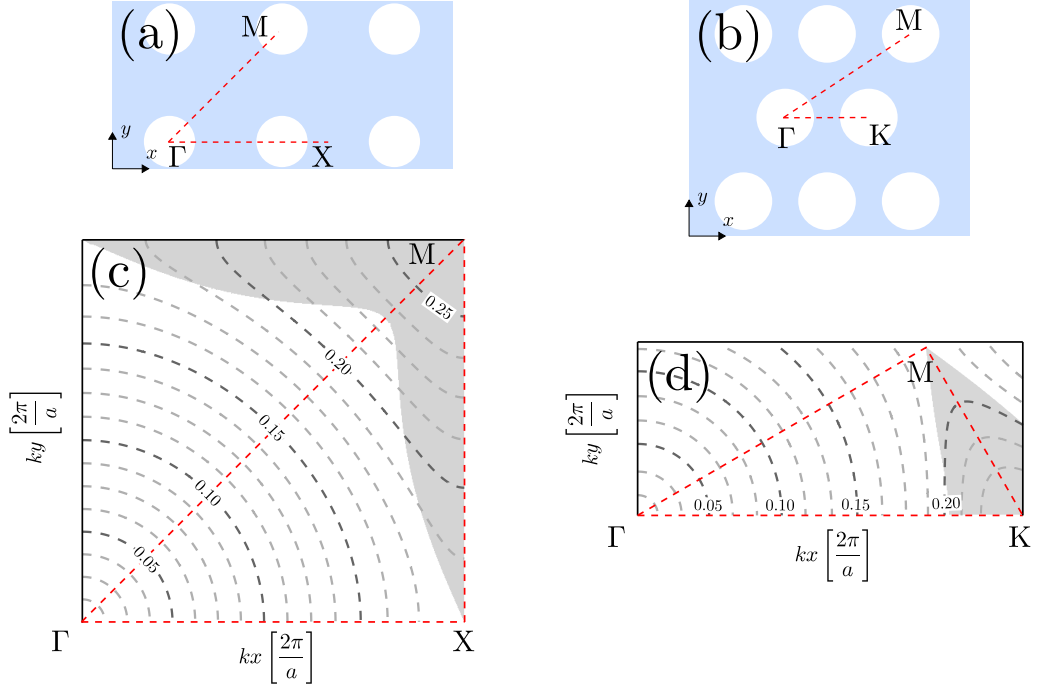


FIGURE 3.2 – Deux mailles de PhC utilisées : (a) carrée dans l'espace direct et (b) hexagonale dans l'espace direct avec le diagramme de bandes dans l'IBZ correspondant (c) pour la maille carrée et (d) pour la maille hexagonale. Les principales directions de haute symétrie du réseau réciproque sont indiquées (pointillés rouges) ainsi que les zones de courbures négatives (en gris) nécessaires pour l'obtention d'une autocollimation mésoscopique.

Le diagramme de bande d'un PhC carré présente des indices de courbure négatifs principalement selon la direction  $\Gamma M$  du cristal parfait (voir la figure 3.2 (c)).

Pour obtenir une autocollimation mésoscopique en incidence normale, il sera donc nécessaire d'utiliser une configuration exploitant un PhC carré tourné de  $45^\circ$ , afin de faire correspondre la direction  $\Gamma M$  du milieu PhC avec la direction  $x$  de propagation dans la mésostructure. C'est la structure classique de l'autocollimation, utilisée notamment dans [2, 3]. Nous appelons cette configuration la *maille diamant*, elle est représentée en figure 3.3 (a).

En revanche, pour obtenir l'autocollimation mésoscopique en incidence oblique, cette configuration n'est pas nécessairement préférable. En effet, en observant le diagramme de bandes de la figure 3.2 (c), on constate que dès que le vecteur d'onde considéré forme un angle non-nul avec la direction  $\Gamma X$ , il existe une zone d'indices de courbure négatifs et donc potentiellement de solutions pour l'autocollimation méso-

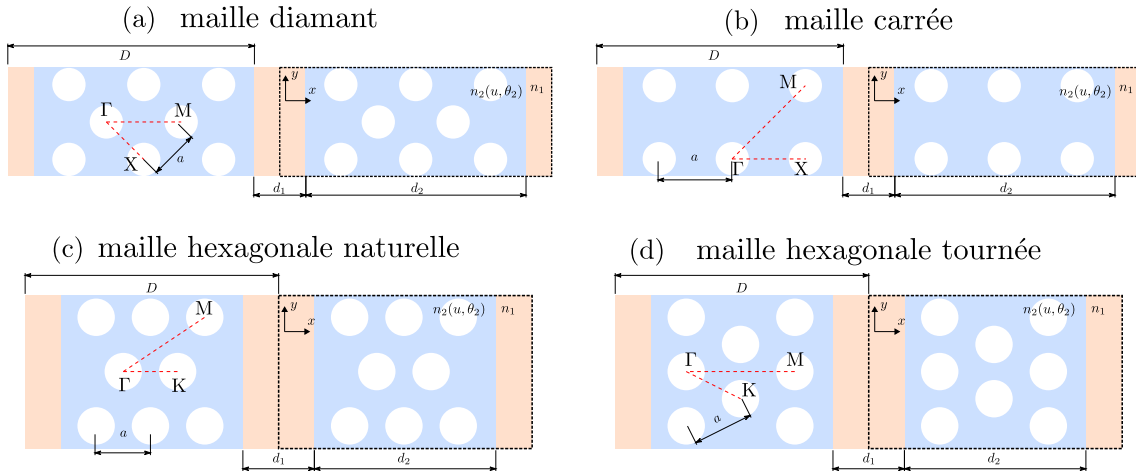


FIGURE 3.3 – Quatre géométries de structure mésoscopique considérées : (a) maille diamant pour une MSC en incidence normale ; (b) maille carrée pour une MSC en incidence oblique ; (c) maille hexagonale naturelle pour une MSC en incidence normale ; (d) maille hexagonale tournée pour une MSC en incidence oblique.

scopique. En conséquence, pour l'incidence oblique, il semble logique d'orienter  $\Gamma X$  dans le milieu PhC selon la direction  $x$ . Nous appelons cette configuration *maille carrée*, et l'utiliserons pour réaliser une MSC en incidence quelconque. Cette configuration est illustrée en figure 3.3 (b).

Une alternative à la maille carrée est la maille hexagonale. Cette maille n'a à notre connaissance jamais été utilisée pour réaliser des systèmes d'autocollimation mésoscopique. Nous pouvons faire la même analyse que pour le système à maille carrée, sur la base du diagramme de bandes de la maille hexagonale, représenté en figure 3.2 (d). Pour cette maille, on voit sur le diagramme de bandes que la direction principale permettant d'obtenir des indices de courbure négatifs est la direction  $\Gamma K$ .

Pour tenter d'obtenir une autocollimation mésoscopique en incidence normale avec ce PhC, nous utiliserons donc un PhC hexagonal dont la direction  $\Gamma K$  est orientée selon  $x$  (figure 3.3 (c)). Nous appelons cette configuration la *maille hexagonale naturelle*.

Concurremment, si nous visons une autocollimation mésoscopique en incidence oblique avec cette maille hexagonale, nous utiliserons une maille tournée de  $30^\circ$ , afin d'aligner la direction  $\Gamma M$  avec la direction de propagation  $x$  (figure 3.3 (d)). Nous appelons cette configuration la *maille hexagonale tournée*.

Pour toutes ces différentes configurations de PhC, nous exprimons la longueur du milieu  $d_2$  en fonction du nombre de rangées de trous  $N$ . Nous utilisons la convention de Magno [3, 36] qui fixe la longueur  $d_2$  à gauche et à droite à la demi distance entre le dernier trou aux interfaces et le premier trou manquant.

Cette convention est illustrée en figure 3.4 pour un PhC en maille diamant. Le milieu PhC est représenté en bleu pour  $N = 5$  et possède une longueur  $d_2 = \tilde{d}_2 + 2\delta/2$ . Ce milieu s'étend, à gauche et à droite du dernier trou d'une distance  $\delta/2$ , avec  $\delta$  la distance entre deux trous consécutifs (distance jusqu'à la ligne verticale en pointillées noires). L'extension latérale  $d_2$  est délimitée par les lignes verticales en pointillées bleues.

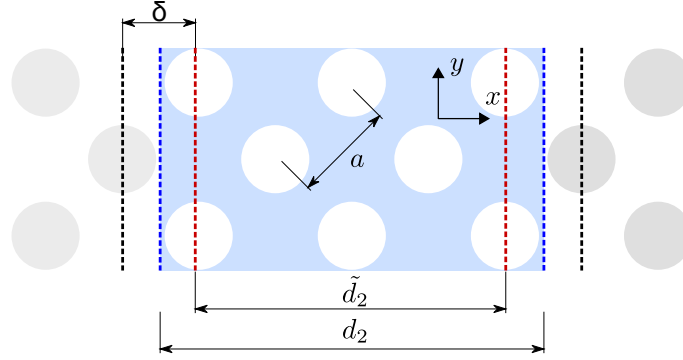


FIGURE 3.4 – Description de la convention utilisée pour définir la longueur  $d_2$  du milieu PhC. L'extension latérale du milieu PhC est délimitée par les lignes verticales en pointillées bleues.

Dans les paragraphes suivants nous présentons les équations générales qui permettent de concevoir des structures AR/HR-MS. Ces équations peuvent être séparées en deux groupes : un premier groupe permet de modéliser la propagation de la phase et les pertes optiques dans l'empilement de couches, un deuxième groupe permet de modéliser la propagation de l'énergie dans cet empilement et de quantifier la qualité du MSC.

### 3.1.2 Généralisation des équations

Nous présentons ici les équations qui modélisent les pertes optiques, planaires et verticales, et les équations qui modélisent l'autocollimation mésoscopique. Nous avons identifié deux phénomènes qui donnent lieu à des pertes, au niveau des interfaces, au cours de la propagation : les pertes par réflexions et les pertes par diffraction planaire.

A ces deux premiers phénomènes s'ajoute la diffraction verticale hors du plan si le point de fonctionnement se trouve à l'intérieur du cône de lumière. Pour minimiser ces pertes nous fixons des conditions sur les composantes des vecteurs d'onde  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$ .

#### Contrôle des réflectivités

Afin de contrôler les réflexions parasites nous établissons des conditions sur les composantes  $k_{xi}$  :

$$k_{xi}d_i = \frac{p_i}{4} \quad (3.1)$$

Dans chaque milieu, il faut satisfaire l'équation (3.1). Il s'agit d'une généralisation à une incidence quelconque des équations (2.14) et (2.15) introduites par Magno [3] pour le cas de l'incidence normale, le long d'un axe de haute symétrie du milieu PhC. L'entier naturel  $p_i$  correspond aux conditions de réflexion aux interfaces du milieu PhC : selon sa parité, les solutions correspondront à une anti-reflet (AR, pour  $p$  pair) assurant un maximum de transmission ou à une haute réflectivité (HR, pour  $p$  impair) assurant un maximum de réflexion.

### Pertes par diffraction planaire

Une deuxième cause de perte d'énergie par le faisceau autocollimaté est la diffraction planaire de l'énergie aux interfaces du PhC, à cause de la structuration périodique de cette interface. Nous précisons que ce phénomène n'a jamais été pris en compte dans le cas des structures MSC étudiées précédemment. Nous modélisons cette interface par un réseau de diffraction de période  $G$ . Cette période dépend de la géométrie choisie pour le milieu PhC, comme cela est illustré sur la figure 3.5.

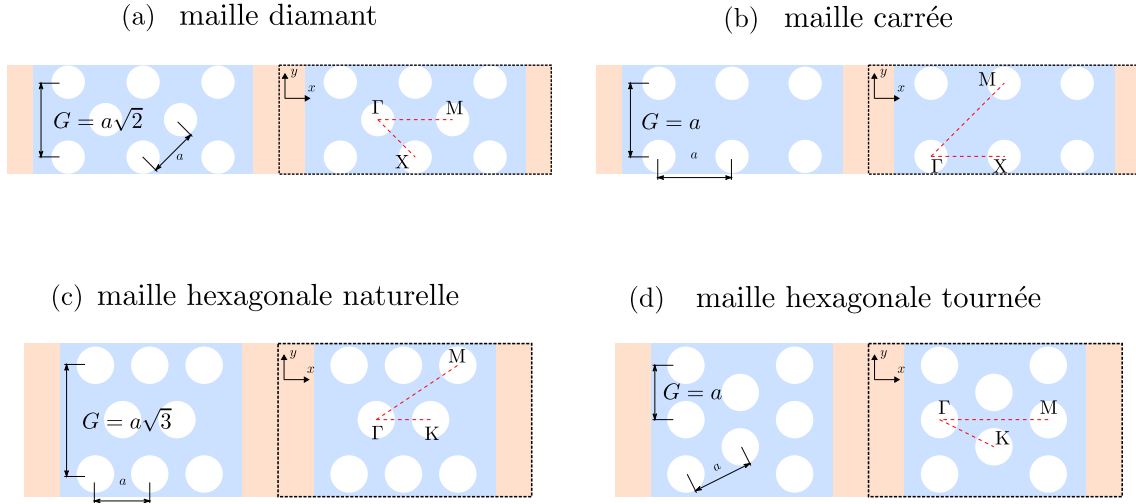


FIGURE 3.5 – Valeur de la période à l'interface  $G$  pour les quatre géométries étudiées.

Pour décrire la diffraction ayant lieu à l'interface (figure 3.6 (a)), nous nous plaçons dans le cas d'une géométrie en maille carrée pour laquelle la période  $G$  est égale au paramètre de maille  $a$  du PhC :  $G = 1 [a]$ .

Sur la figure 3.6 (a), nous représentons en bleu un vecteur d'onde incident quelconque  $\vec{k}_i$  arrivant depuis le milieu homogène avec un angle  $\theta_1$ . L'ordre réfléchi est représenté par le vecteur d'onde  $\vec{k}_r$  en jaune, avec un angle  $\theta_r = -\theta_1$ . En vert nous représentons le premier ordre diffracté qui puisse exister [37], il s'agit de l'ordre  $m = -1$ . En effet, la diffraction a lieu lorsqu'il existe un entier relatif  $m$  tel que :

$$k_y^m = k_{y1} + mK_G \quad (3.2)$$

où  $k_y^m$  est la composante tangentielle de l'ordre  $m$  diffracté, et  $K_G$  la composante tangentielle du vecteur directeur du réseau réciproque à l'interface avec le PhC. Ici, dans le cas du réseau carré,  $K_G = 1 [2\pi/a]$ .

Pour mieux comprendre pourquoi l'ordre  $m = -1$  est le premier à apparaître, on peut se référer à la figure 3.6 (b) qui illustre le principe de diffraction dans notre modèle d'interface. Le cercle noir représente le cercle de propagation du milieu homogène pour une fréquence  $u$  quelconque. Le vecteur d'onde incident en bleu arrive avec un angle d'incidence  $\theta_1$  et possède une composante selon  $k_y$  valant  $k_{y1}$ . L'équation 3.2 permet de retrouver la composante  $k_y^m$  du  $m^{\text{ième}}$  ordre diffracté. Pour qu'un ordre  $m$  puisse se propager, il faut que la composante  $k_y^m$  du vecteur diffracté reste dans le cercle noir. Si la périodicité  $G$  est suffisamment petite,  $K_G$  est grand et même les ordres les plus bas  $m = \pm 1$  sont hors du cercle et aucune diffraction ne peut se propager. Lorsque  $G$  augmente,  $K_G$  diminue et le premier ordre à rentrer dans le

cercle correspond à l'ordre  $m = -1$ . Ceci est dû au fait que la composante  $k_{y1}$  tend à décaler  $k_y^m$  vers  $+k_y$ .

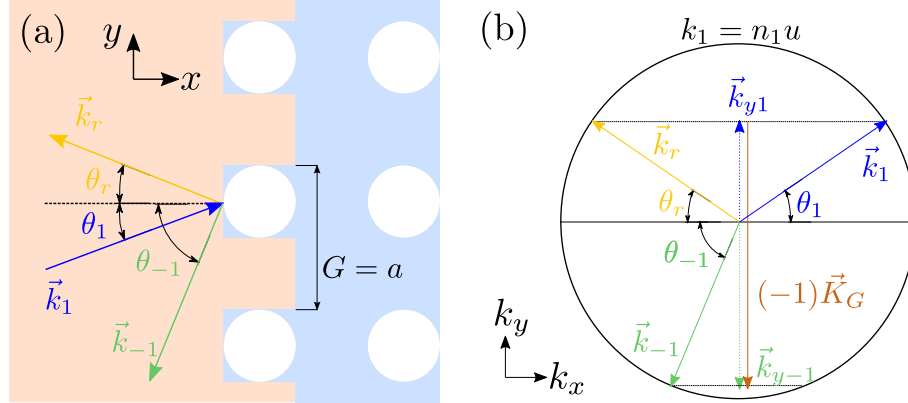


FIGURE 3.6 – Modélisation de l'interface entre le milieu homogène (orange) et le PhC (bleu) : (a) géométrie de l'interface pour une maille carrée ; (b) vue de la courbe isofréquence et de la composition des vecteurs d'ondes impliqués. Le vecteur d'onde incident  $\vec{k}_1$  est représenté en bleu, le vecteur d'onde réfléchi en jaune et l'ordre  $m = -1$  diffracté en vert.

Afin d'éviter les pertes d'énergie en réflexion par diffraction, il suffit donc de garantir la non propagation de l'ordre  $m = -1$ . Nous fixons une première condition sur la composante  $k_y$  :

$$|k_y| - K_G < -\sqrt{k_{x1}^2 + k_y^2} = -n_1 u \quad (3.3)$$

Pour une telle valeur de  $k_y$ , la composante tangentielle  $k_y^{-1}$  se trouve à l'extérieur du cercle de propagation de rayon  $n_1 u$  et par conséquent l'ordre diffracté associé ne peut pas se propager dans le milieu homogène (il correspond à une onde évanescente). Dans une section ultérieure nous illustrons une structure AR-MSM qui ne respecte pas l'équation (3.3), afin de montrer que notre modèle permet aussi de retrouver les ordres diffractés (section 3.3.6 on page 75).

Les conditions que nous avons établies ici restent valables pour les autres mailles envisagées, seule la valeur exacte de  $K_G$  dépendant de la maille choisie (voir la figure 3.5).

### Cône de lumière

La structure membranaire permet de guider la lumière dans le plan du cristal photonique par un contraste d'indices. Cependant lorsque le point de fonctionnement  $(u, k_{x2}, k_y)$  se trouve à l'intérieur du cône de lumière dans la mésostructure, des pertes verticales ont lieu suite au couplage entre l'énergie dans la membrane et le superstrat de l'air [5, 13]. En d'autres termes, la composante verticale  $k_z$  du vecteur d'onde n'est pas nulle. Nous devons considérer uniquement les points sous le cône de lumière dans la mésostructure pour éviter ce phénomène.

Il est d'ordinaire relativement simple de déterminer les conditions permettant d'éviter ce couplage vers l'air. Cependant, dans le contexte de notre modèle, deux complications se présentent.

Tout d'abord, nous travaillons et effectuons notre analyse dans le diagramme de

bandes du cristal photonique infini, en prenant soin de ne pas avoir à calculer celui de la mésostructure complète. Nous faisons ainsi face à des repliements dont nous ne pouvons pas précisément prévoir les conséquences.

Ensuite, nous considérons un ensemble de conditions d'incidence qui ne sont pas nécessairement selon une des directions de haute symétrie. Il nous faut donc considérer les conditions de couplage vers l'air dans l'ensemble de la première zone de Brillouin.

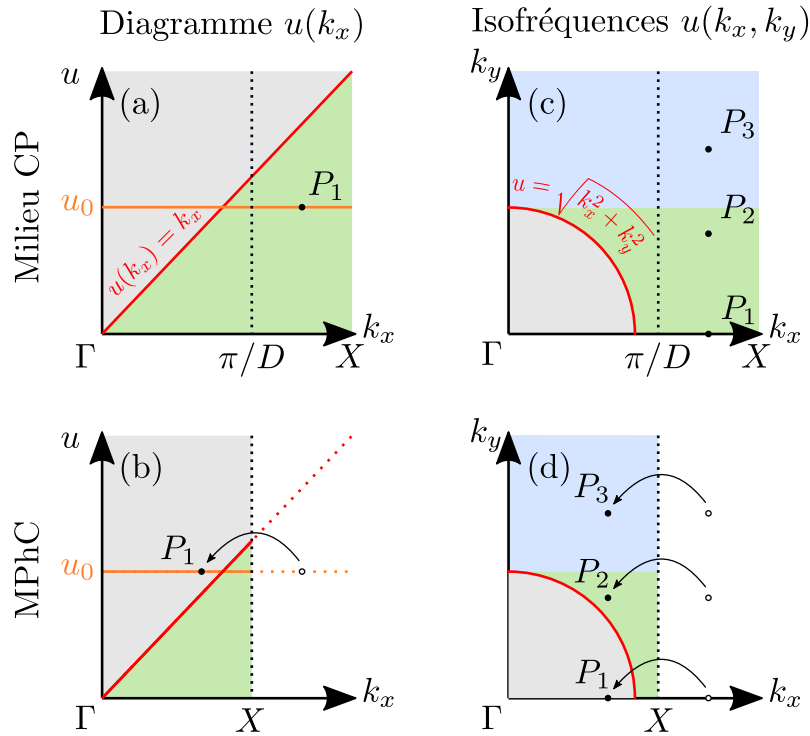


FIGURE 3.7 – Illustrations du problème de repliement du cône de lumière. Colonne de gauche : en vision diagramme de bandes, colonne de droite en vue isofréquence. La ligne du haut montre le diagramme de bande d'un milieu infini, la ligne du bas le même diagramme après un repliement par une mesopériode.

Pour étayer notre raisonnement, nous nous appuyons sur la figure 3.7 qui présente de façon schématique les conditions de couplage vers l'air pour une incidence normale aux interfaces selon une direction de haute symétrie ((a) et (b)) ou pour une incidence quelconque ((c) et (d)) et ce pour deux structures différentes : le cristal photonique parfait infini ((a) et (c)) et la mésostructure ((b) et (d)).

Pour une incidence normale selon  $k_x$  dans un cristal infini (figure 3.7(a)), à une fréquence de travail de  $u_0$ , tous les points tels que  $k_x < u_0$  (dans le cône de lumière en gris) peuvent se coupler à l'air alors que tous les points tels que  $k_x > u_0$  (zone verte hors du cône de lumière) ne peuvent se coupler. C'est le cas du point  $P_1$  qui est sous le cône de lumière, et ne présente pas de pertes hors du plan.

Toujours en incidence normale, la situation se complique quand on prend en compte la mesopériode de notre structure finale alternant cristal photonique et matériau massif (figure 3.7(b)). Cette structure ayant une périodicité  $D > a$ , par rapport au diagramme du cristal photonique parfait, on observe un repliement de

bande pour tous les points tels que  $k_x \geq \pi/D$ . Ce repliement peut faire rentrer dans le cône de lumière un point de fonctionnement initialement hors de celui-ci, comme le point  $P_1$ . La difficulté dans le cadre de notre modèle est que nous évitons de calculer le diagramme de bande de la mésostructure et qu'il est donc difficile de prévoir avec certitude si le repliement fera rentrer un point ou non dans le cône de lumière.

Si nous prenons maintenant en compte l'incidence oblique, il nous faut regarder le cône de lumière dans l'ensemble de la zone de Brillouin. C'est ce qui est schématisé dans la figure 3.7 (c) pour le cristal photonique infini. Dans ce cas, les points de fonctionnement tels que  $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} < u_0(k_x, k_y)$  se trouvent dans le cône de lumière (zone grise), alors que les points tels que  $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} > u_0(k_x, k_y)$  (zones bleu et verte) ne peuvent pas se coupler à l'air. Les points  $P_1$ ,  $P_2$  et  $P_3$  n'auront ainsi pas de pertes par couplage vers l'air.

Si nous prenons maintenant en compte à la fois l'incidence oblique et la méso-période  $D$  selon la direction  $k_x$  (figure 3.7 (d)), nous pouvons observer la différence entre la zone bleue et la zone verte, toutes deux initialement hors du cône de lumière pour le cristal photonique parfait.

Pour les points dans la zone bleue (comme le point  $P_3$ ), quel que soit le repliement, nous resterons hors du cône de lumière.

Par contre, pour les points dans la zone verte, tout dépend des détails de ce repliement : certains points resteront hors du cône de lumière (comme le point  $P_2$ ) alors que d'autres non (comme le point  $P_1$ ).

Pour la suite, nous allons donc nous restreindre aux points présents dans la zone bleue, c'est à dire tels que :

$$k_y(u) > u \quad (3.4)$$

Il s'agit d'une condition plus stricte que nécessaire et nous éliminons donc potentiellement certaines solutions hors du cône de lumière. C'est le prix à payer pour garder un modèle simple et éviter de re-calculer le diagramme de bande de la mésostructure complète pour chaque nouvelle géométrie de méso-période.

### Contrôle de l'étalement transverse

Enfin, nous devons aussi contrôler l'étalement du faisceau. C'est bien sûr la condition de l'autocollimation. Les développements en séries de Taylor de la relation de dispersion proposés par Arlandis et Magno [2, 3] permettent de modéliser l'étalement transverse de l'énergie lors de sa propagation dans un milieu anisotrope. Cet étalement est lié à l'indice de courbure  $(n_1, n_{c2})$  et la distance de propagation  $(L_1, L_2)$  de l'énergie dans chaque milieu. L'énergie subit un étalement dans le milieu homogène qui est proportionnelle à  $L_1/n_1$ , il faut donc trouver une longueur de propagation  $L_2$  dans le PhC tel que :

$$\frac{L_1}{n_1} + \frac{L_2}{n_{c2}} = 0 \quad (3.5)$$

L'équation (3.5) assure un contrôle de l'étalement de l'énergie pour une propagation quelconque dans le MPhC. Elle dérive d'une généralisation du propagateur



introduit par Arlandis [2]. Les distances de propagation  $L_i$  sont définies en fonction de la direction de propagation de l'énergie :

$$L_i = \frac{d_i}{\cos(\theta_{\pi i})} \quad (3.6)$$

Pour une propagation quelconque dans un milieu isotrope comme le milieu homogène, les directions de propagation de la phase et de l'énergie sont confondues, nous obtenons donc  $L_1 = d_1 / \cos(\theta_1)$ .

Dans le cas d'une propagation dans un milieu anisotrope tel que le PhC, le vecteur d'onde  $\vec{k}_2$  et l'énergie ne se propagent pas suivant la même direction. La distance de propagation à prendre en compte  $L_2$  est donnée par l'angle de propagation :  $\theta_{\pi 2} = \arctan(v_{gy}/v_{gx})$ , où  $v_{gy}$  et  $v_{gx}$  sont les composantes horizontales et tangentielles du vecteur vitesse de groupe  $\vec{v}_g$  qui est perpendiculaire aux courbes d'isofréquences du PhC infini [1].

Dans le cas des configurations étudiées précédemment dans la littérature (incidence normale et un PhC en configuration diamant), l'angle  $\theta_1 = \theta_{\pi 2} = 0$  et nous retrouvons donc bien ici l'équation (2.13).

Dans tous les cas, la déviation totale du faisceau  $\Theta$  (figure 3.1 (a)) après propagation dans le MPhC est donnée par la relation :

$$\Theta = \arctan\left(\frac{d_1 \tan(\theta_1) + d_2 \tan(\theta_{\pi 2})}{D}\right) \quad (3.7)$$

### 3.1.3 Méthodologie et étapes de conception

Les équations précédentes permettent de modéliser le comportement de la lumière dans une structure MSC en incidence quelconque. Nous présentons dans cette sous section la manière d'exploiter ces équations dans les différentes étapes de conception.

#### Géométrie du milieu PhC

Nous fixons dans un premier temps les caractéristiques géométriques du milieu PhC : configuration de maille, rayon des trous, indice du milieu structuré et nombre de rangées de trous. Cette étape permet de calculer numériquement le diagramme de bandes du PhC infini [9] et de définir la longueur du milieu PhC dans le MPhC. En fonction du type de propagation que l'on souhaite étudier, on peut décider de calculer le diagramme de bandes sur la totalité de l'IBZ ou uniquement autour de la direction de propagation  $k_x$ . Pour illustrer les étapes suivantes nous utilisons la géométrie en maille carrée avec  $r = 0,28$ ,  $n_1 = 2,85$  et  $N = 7$ . La figure 3.8 montre le diagramme de bandes d'un tel cristal, ainsi que la cartographie des indices de courbure.

#### Conditions de réflectivité du milieu PhC

Nous cherchons ensuite l'ensemble  $k_{x2}$  solution de l'équation de contrôle des réflectivités (Eq. (3.1)). Sur la figure 3.8 (a), cela correspond à n'utiliser que les points  $[k_x, k_y]$  positionnés selon les lignes verticales en pointillées, numérotées de  $m_2 = p_2/2 = 1$  à  $m_2 = p_2/2 = 6$ , correspondent aux solutions paires de l'équation (3.1) pour  $d_2 = N = 7$ .

#### Conditions de focalisation du milieu PhC

La figure 3.8 (b) est une représentation de l'indice de courbure  $n_{c2}$  du PhC

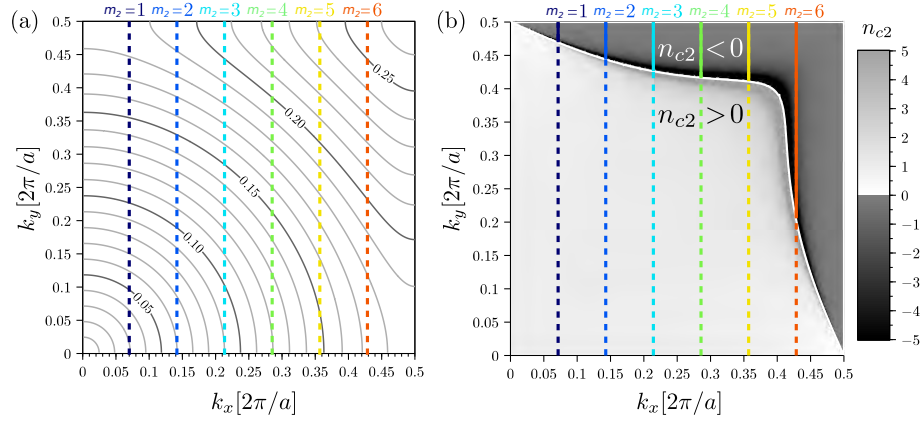


FIGURE 3.8 – Pour un milieu PhC en maille carrée et  $r = 0,28$  et  $n_1 = 2,85$  : (a) Diagramme de bandes du cristal photonique infini. (b) Courbure locale  $n_{c2}$ . Les lignes verticales correspondent aux solutions de l'équation (3.1) pour une structure antireflet ( $p_2 = 2m_2$ ).

infini. Les zones représentées correspondent aux valeurs positives et négatives de l'indice de courbure, la ligne blanche marquant les points d'autocollimation dans le PhC. Sur cette figure les lignes en continue représentent les solutions de l'équation (3.1) que nous explorons : elles garantissent un fonctionnement du PhC en mode convergent i.e.  $n_{c2} < 0$  (zone sombre).

### Paramétrisation dans le milieu massif homogène

Pour chacun de ces points  $(k_{x2}, k_y)$  nous calculons les composantes du vecteur d'onde correspondant dans le milieu homogène  $(k_{x1}, k_y)$ . La conservation de la composante  $k_y$  à l'interface et la relation de dispersion du milieu homogène permettent de calculer la composante horizontale du vecteur d'onde et l'angle d'incidence  $\theta_1$  :

$$k_{x1}^2 = (n_1 u)^2 - k_y^2 \quad (3.8)$$

$$\theta_{\pi 1} = \theta_1 = \arcsin \left( \frac{k_y}{n_1 u} \right) \quad (3.9)$$

L'équation (3.8) permettra par la suite de calculer la longueur du milieu homogène  $d_1$  solution de l'équation d'antireflet (Eq. (3.1)).

L'équation (3.9) permettra elle de calculer la longueur de propagation  $L_1$  dans le milieu homogène, et donc de résoudre l'équation d'autocollimation (Eq. 3.5).

### Conditions de réflectivité dans le milieu massif

Il a déjà été démontré qu'une structure ne peut pas garantir simultanément un contrôle optimal des réflectivités et une MSC parfaite [3]. Nous choisissons d'utiliser la longueur du milieu homogène solution de l'équation d'antireflet (Eq. (3.1)) qui minimise l'équation d'autocollimation (Eq. (3.5)).

Nous soulignons qu'il s'agit ici d'une différence importante dans notre recherche de points d'autocollimation par rapport aux travaux précédents. En effet, nous choisissons de privilégier la qualité de l'antiréflexion à la qualité de l'autocollimation. Nous validons et justifions plus loin cette approche.

Enfin, alors que les travaux précédents devaient comparer la qualité de l'anti-reflet obtenu pour les différentes structures retenues, nous devons, du fait de nôtre approche, quantifier l'écart à l'autocollimation parfaite de notre structure.

### Figure de Mérite (FDM) MSC

Nous caractérisons la qualité de notre MSC en introduisant la Figure de Mérite (FDM) suivante :

$$FDM = \frac{n_1}{L_1 + L_2} \left( \frac{L_1}{n_1} + \frac{L_2}{n_{c2}} \right) = \left( \frac{L_1}{n_1} + \frac{L_2}{n_{c2}} \right) / \left( \frac{L_1 + L_2}{n_1} \right) \quad (3.10)$$

Cette FDM est un rapport entre deux étalements. Elle mesure la qualité de l'autocollimation approchée en comparant l'étalement de l'énergie dans la structure MPhC (étalement donné par le terme  $L_1/n_1 + L_2/n_{c2}$ ) avec l'étalement de l'énergie dans un milieu entièrement homogène où l'énergie se serait propagée de la même distance  $L_1 + L_2$  (étalement dans le milieu homogène correspondant au terme  $(L_1 + L_2)/n_1$ ).

A titre d'exemple, pour une FDM de 1% et une distance de propagation  $D = 10a$ , le faisceau s'est étalé au cours de la propagation dans le MPhC comme s'il s'était propagé sur 1% de la distance dans un milieu complètement homogène, donc sur une distance de  $1a$ . Nous quantifions la qualité de notre MSC à partir de la FDM de l'équation (3.10).

### Restriction aux solutions non-diffractantes

A partir des valeurs de  $k_y$  obtenues, nous ne gardons que celles qui garantissent une absence de pertes par diffraction planaire ou diffraction verticale hors du plan. Il faut donc que  $k_y$  soit solution des équations qui garantissent un fonctionnement sous le cône de lumière (Eq. (3.4)) ainsi que la non diffraction dans le plan aux interfaces (Eq. (3.3)).

Nous illustrons maintenant notre méthode de conception pour différentes configuration d'angle d'incidence. Dans une première partie nous implémentons notre méthode pour étudier la propagation de la lumière en incidence normale (perpendiculaire aux interfaces), pour cela nous utilisons une maille diamant. A partir d'une étude paramétrique complète, nous retrouvons des structures similaires à la littérature [3, 4]. Cette section permet donc de valider notre méthode de conception en comparant nos résultats avec la littérature.

Dans une deuxième partie nous nous intéressons à l'étude d'une structure en incidence quelconque. Nous ajoutons une étude qui permet de quantifier l'acceptance angulaire et l'impact de la courbure résiduelle sur les performances de nos structures. Pour cela nous fixons un exemple canonique et étudions ses performances optiques en fonction de la taille du faisceau incident. Nous étudions ensuite l'impact du FDM sur les performances optiques, pour cela nous nous intéressons à deux autres structures qui présentent des FDM extrêmes.

Dans une dernière partie, nous présentons les travaux préliminaires portant sur l'étude d'un PhC en maille hexagonale. Nous démontrons l'influence de l'orientation du cristal sur les phénomènes de diffraction.

## 3.2 Autocollimation mésoscopique en incidence normale

Nous souhaitons obtenir le phénomène de MSC suivant une direction de propagation perpendiculaire aux interfaces, nous utilisons donc un cristal photonique en maille diamant.

Nous rappelons en figure 3.9 la maille du cristal photonique en maille diamant, et en figure 3.10 les caractéristiques de la mesocellule.

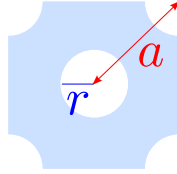


FIGURE 3.9 – Cristal photonique en maille diamant : en rouge le paramètre de maille  $a$  ; en bleu le rayon des trous  $r$ , en unités de  $a$ .

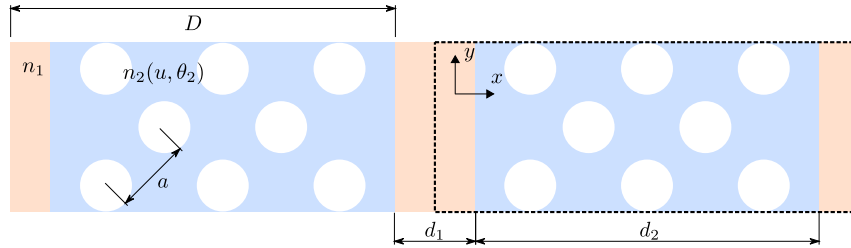


FIGURE 3.10 – Structure considérée. En bleu le milieu PhC en maille diamant, en orange le milieu homogène. Les lignes en pointillées délimitent une cellule mésoscopique (ou mésopériode).

A l'échelle du paramètre de maille  $a$ , le milieu bleu est constitué de  $N = 5$  rangées de trous, d'indice optique  $n_2$  et d'indice de courbure  $n_{c2}$ , tous les deux dépendants de la fréquence réduite et de la direction du vecteur d'onde. A l'échelle mésoscopique, ce milieu est assimilé à un milieu homogène de longueur  $d_2 = N/\sqrt{2}$ . En ce qui concerne le milieu homogène, il est assimilé dans les deux approches à un milieu homogène de longueur  $d_1$ , d'indice optique et de courbure  $n_1$ . Nous faisons l'hypothèse que l'indice  $n_1$  est indépendant de la fréquence réduite (absence de dispersion chromatique). La distance  $D = d_1 + d_2$  est la taille d'une mésopériode ou encore la taille de la cellule mésoscopique.

### 3.2.1 Caractéristiques du milieu PhC

Nous calculons le diagramme de bandes pour le milieu infini de la figure 3.9 pour quelques points autour de la direction de propagation  $\Gamma K$ . Puisque nous considérons ici une incidence normale, nous ne calculons que les relations de dispersion  $u(k_x, k_y = 0)$ , et cela uniquement pour la première bande du cristal photonique. A partir de cette relation, nous pouvons aisément calculer : l'indice optique  $n_2$  du PhC et son indice de courbure  $n_{c2}$  [31] :

$$n_2 = \frac{k_2}{u} \quad (3.11)$$

$$n_{c2} = \frac{1}{k_2 \left[ \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{\vec{v}_{g2}}{|\vec{v}_{g2}|} \right) \right]} \quad (3.12)$$

Avec  $\vec{v}_{g2} = \vec{\nabla}_{k_2}(u)$  la vitesse de groupe dans le milieu PhC [1],  $k_2$  l'amplitude du vecteur d'onde dans le milieu PhC et  $u$  l'isofréquence considérée. Nous pouvons ainsi tracer des courbes paramétriques de ces valeurs en fonction de la fréquence réduite (figure 3.11).

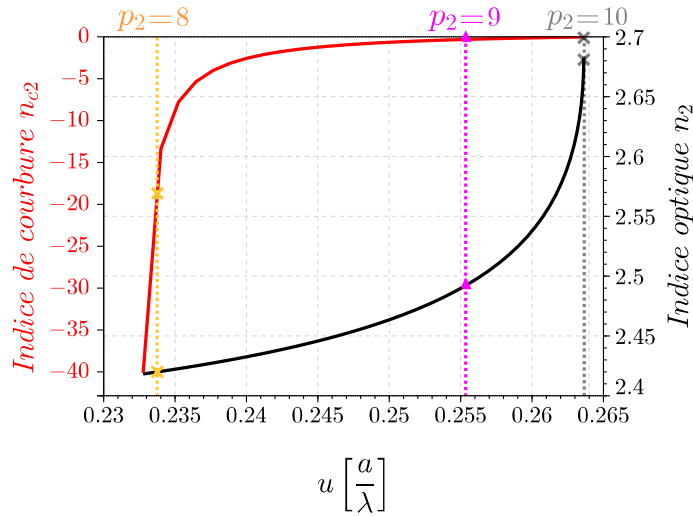


FIGURE 3.11 – Évolution de l'indice de courbure (en rouge) et de l'indice optique (en noir) en fonction de la fréquence réduite. Les marques représentent les ordres qui garantissent un contrôle optimal des réflectivités  $p_2$  solutions de l'équation (3.13).

Comme décrit précédemment nous cherchons l'ensemble des points qui garantissent un contrôle parfait des réflectivités, ces points sont solution de l'équation (3.1). Dans le cas d'une propagation perpendiculaire aux interfaces, le vecteur d'onde dans le milieu PhC s'écrit  $k_2 = k_{x2}$  et donc l'équation de contrôle des réflectivités peut s'écrire (Eq. (3.1)) :

$$k_2 d_2 = \frac{p_2}{4} \quad (3.13)$$

Avec  $k_2 = n_2 u$  le vecteur d'onde dans le PhC,  $n_2$  l'indice optique du PhC à la fréquence réduite  $u$ ,  $d_2 = \frac{N}{\sqrt{2}}$  avec  $N = 5$  et  $p_2$  un entier naturel (ordre de l'AR/HR).

Sur la figure 3.11 ces valeurs de  $k_x$  sont identifiées par les lignes pointillées verticales représentant les solutions ( $p_2 = 8, 9$  ou  $10$ ) de l'équation (3.13). En toute rigueur, nous aurions pu ne calculer que ces quelques points du diagramme de bandes.

Pour les valeurs paires de  $p_2$  ( $p_2 = 8$  ou  $10$ , représentés par des croix) l'énergie est transmise au travers le milieu PhC (conditions AR).

Pour les valeurs impaires de  $p_2$  ( $p_2 = 9$ , représenté par des triangle) l'énergie est entièrement réfléchi à l'entrée du PhC (conditions HR).

En ce qui concerne les pertes par diffraction, pour une propagation perpendiculaire aux interfaces l'équation de diffraction aux interfaces (Eq. (3.3)) s'écrit :

$$u < \frac{K_G}{n_1} \quad (3.14)$$

Avec  $K_G = \sqrt{2}$ ,  $n_1 = 2,85$ , cette inéquation impose une valeur de  $u$  maximale de  $u_{max} \simeq 0,5$  qui n'est pas atteinte dans la première bande, donc nous n'aurons pas de pertes par diffraction.

Par contre, pour une propagation perpendiculaire aux interfaces, la condition sur le cône de lumière (équation (3.4)) n'est jamais satisfaite. Les structures en incidence normale auront toujours intrinsèquement des pertes verticales.

Dans la suite nous étudions uniquement les points de fonctionnement  $p_2 = 8, 9$  et  $10$  pour déduire la longueur du milieu homogène qui garantissent un contrôle des réflectivités et la meilleure MSC possible.

### 3.2.2 Caractéristiques du milieu homogène

Pour une propagation perpendiculaire aux interfaces, dans le milieu homogène, les directions de propagation de l'énergie et du vecteur d'onde sont parallèles à l'axe horizontal. Dans ce cas la distance de propagation de l'énergie vaut  $L_1 = d_1$  et le vecteur d'onde vaut  $k_1 = k_{x1}$ .

En ce qui concerne le milieu PhC en maille diamant, la direction de propagation de l'énergie est aussi parallèle au vecteur d'onde et à l'axe horizontal. Cela tient au fait que l'incidence dans le PhC se fait le long d'une direction de haute symétrie. La distance de propagation de l'énergie est donc  $L_2 = d_2$ . L'équation d'autocollimation (Eq. (3.5)) se simplifie donc en :

$$\frac{d_1}{n_1} + \frac{d_2}{n_{c2}} = 0 \quad (3.15)$$

Avec  $n_{c2}$  limité à l'ensemble des solutions correspondant à des valeurs entières de  $p_2 = 8, 9$  et  $10$ , identifiées dans la figure 3.11.

A partir de l'équation (3.15) il est possible de calculer la longueur  $d_1^{opt}$  qui garantit une autocollimation parfaite.

La figure 3.12 montre l'évolution de la longueur  $d_1^{opt}$  en fonction de la fréquence réduite. Pour les solutions proches du bord de bande (comme  $p_2 = 10$ ), le PhC présente un fort pouvoir convergent. Il est alors nécessaire d'utiliser une très grande longueur de milieu homogène pour compenser la courbure accumulée dans le milieu PhC. La longueur  $d_1^{opt}$  est de l'ordre de plusieurs millions de  $a$ , comme le montre la divergence de la courbe bleue. Dans la suite nous excluons ces points de fonctionnement car ils correspondent à des structures très longues qui sont difficiles d'une part à valider par simulation FDTD et d'autre part à fabriquer et nous nous limitons à des distances maximales de quelques dizaines de  $a$ .

Pour cette longueur  $d_1^{opt}$  l'équation de réflectivité (Eq. (3.13)) prend la forme suivante :

$$k_1 d_1^{opt} = \frac{\tilde{p}_1}{4} \quad (3.16)$$

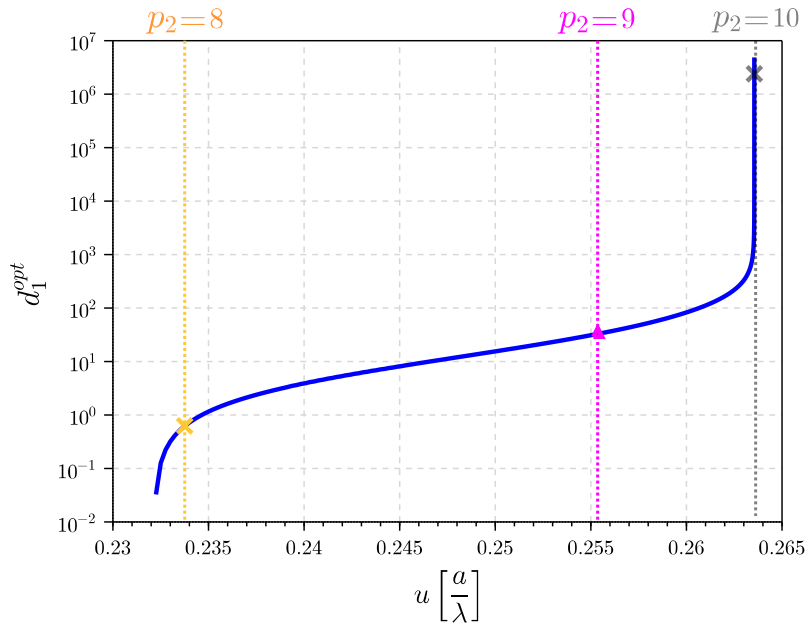


FIGURE 3.12 – Évolution de la longueur du milieu homogène qui garantit une MSC parfaite

Avec  $\tilde{p}_1$  un réel quelconque, et donc le contrôle des réflectivités est approché. Cette équation permet d'illustrer l'incompatibilité entre le phénomène de MSC et un contrôle des réflectivités.

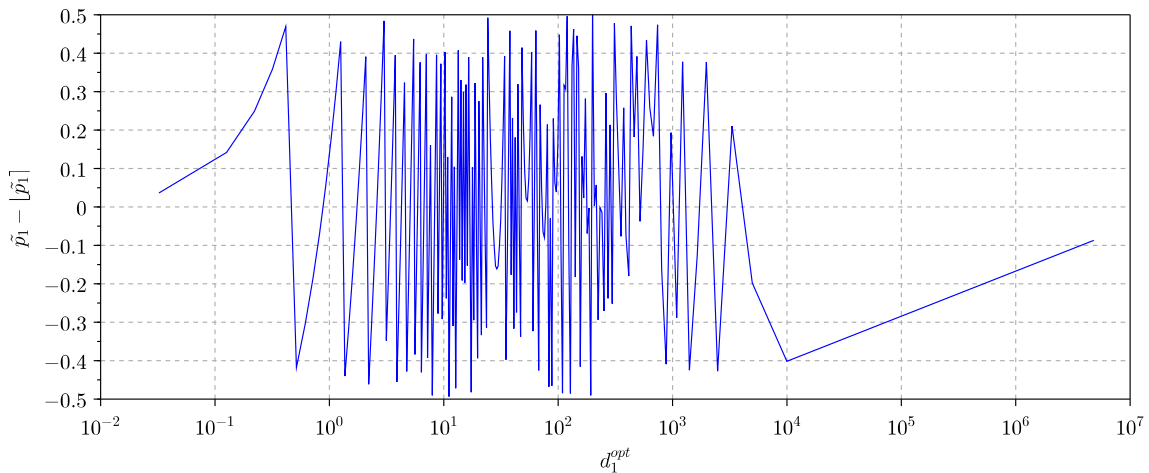


FIGURE 3.13 – Évolution de l'écart entre  $\tilde{p}_1$  et l'ordre AR ou HR le plus proche.

La figure 3.13 montre, en fonction de la longueur  $d_1^{opt}$ , l'écart entre  $\tilde{p}_1$  et l'entier naturel le plus proche pour lequel l'une des conditions d'AR/HR est respectée. Plus  $\tilde{p}_1$  est éloigné d'une valeur entière, plus on s'éloigne des conditions de réflectivité parfaite AR ou HR dans le milieu homogène. Nous observons de fortes variations et seulement quelques points pour lesquels l'écart est presque nul, ce qui explique en partie la complexité des anciennes approches de conception.

A l'inverse, dans notre nouvelle approche, afin de trouver la longueur de milieu homogène  $d_1$  la plus proche de  $d_1^{opt}$  mais qui soit solution de l'équation de contrôle des réflectivités (Eq. (3.13)), nous ré-écrivons l'équation (3.15) en y injectant la valeur de  $d_1$  en fonction de l'entier  $p_1$  qui assure un contrôle parfait des réflectivités. Il nous

faut distinguer 2 cas. Pour un antireflet (AR),  $p_1$  est pair, de la forme  $p_1 = 2m_1$ . A l'inverse, pour une couche haute réflectivité (HR), nous l'écrivons sous sa forme impaire,  $p_1 = 2m_1 + 1$ . Nous obtenons alors :

$$\begin{array}{cc}
 AR & HR \\
 d_1 = \frac{2m_1}{4k_1} = \frac{m_1}{2k_1} & d_1 = \frac{2m_1 + 1}{4k_1} \\
 \frac{m_1}{2n_1k_1} + \frac{d_2}{n_{c2}} = 0 & \frac{2m_1 + 1}{4n_1k_1} + \frac{d_2}{n_{c2}} = 0
 \end{array} \quad (3.17)$$

L'entier  $m_1$  nécessaire pour obtenir une longueur de milieu homogène la plus proche de  $d_1^{opt}$  et qui garantit un contrôle optimal des réflectivités est donc donné par la relation :

$$\begin{array}{cc}
 AR & HR \\
 m_1 = \left\lfloor 2d_2k_1 \frac{n_1}{-n_{c2}} \right\rfloor & m_1 = \left\lfloor \frac{1}{2} \left( 4d_2k_1 \frac{n_1}{-n_{c2}} - 1 \right) \right\rfloor
 \end{array} \quad (3.18)$$

Avec  $\lfloor . \rfloor$  l'entier le plus proche. A partir de cette équation nous pouvons calculer la nouvelle longueur de milieu homogène :

$$\begin{array}{cc}
 AR & HR \\
 d_1 = \frac{1}{2k_1} \left\lfloor 2d_2k_1 \frac{n_1}{-n_{c2}} \right\rfloor & d_1 = \frac{1}{4k_1} \left( 2 \left\lfloor \frac{1}{2} \left( 4d_2k_1 \frac{n_1}{-n_{c2}} - 1 \right) \right\rfloor + 1 \right)
 \end{array} \quad (3.19)$$

Cette longueur permet de respecter parfaitement les conditions d'AR/HR dans le milieu homogène, au prix d'une MSC approchée.

Nous obtenons donc, pour chaque valeur entière de  $p_2$  et chaque valeur associée de  $n_{c2}$  (voir la figure 3.11), la longueur de milieu homogène qui garantit un contrôle parfait des réflectivités et la meilleure MSC possible.

Nous pouvons alors quantifier l'écart à l'autocollimation pour la nouvelle longueur  $d_1$ , à l'aide de la FDM introduite dans l'équation (3.10). Pour notre direction de propagation, elle prend la forme de :

$$FDM = \frac{n_1}{d_1 + d_2} \left( \frac{d_1}{n_1} + \frac{d_2}{n_{c2}} \right) \quad (3.20)$$

L'implémentation décrite ici permet de réaliser facilement des études paramétriques. En pratique nous réalisons l'étude décrite précédemment en faisant varier le rayon et le nombre de rangées de trous dans le milieu PhC. Nous présentons dans la sous section suivante cette étude paramétrique.

### 3.2.3 Etude paramétrique d'une structure AR

Nous nous intéressons à l'évolution des paramètres géométriques des structures AR-MSC, en fonction des paramètres géométriques du milieu PhC. La méthode décrite précédemment est exploitée pour l'étude de deux mesocellules différentes,



avec  $N = 5$  et  $N = 10$  rangées de trous, et dont le rayon  $r$  varie entre 0,10 et 0,39. Nous choisissons de réaliser l'étude paramétrique en fonction de  $r$  car ce paramètre est aisément variable d'un point de vue technologique. L'objectif à terme est la réalisation d'une structure fonctionnant autour de  $1,55 \mu\text{m}$  pour une caractérisation en régime passif, avec les différentes sources laser télécom disponibles au laboratoire.

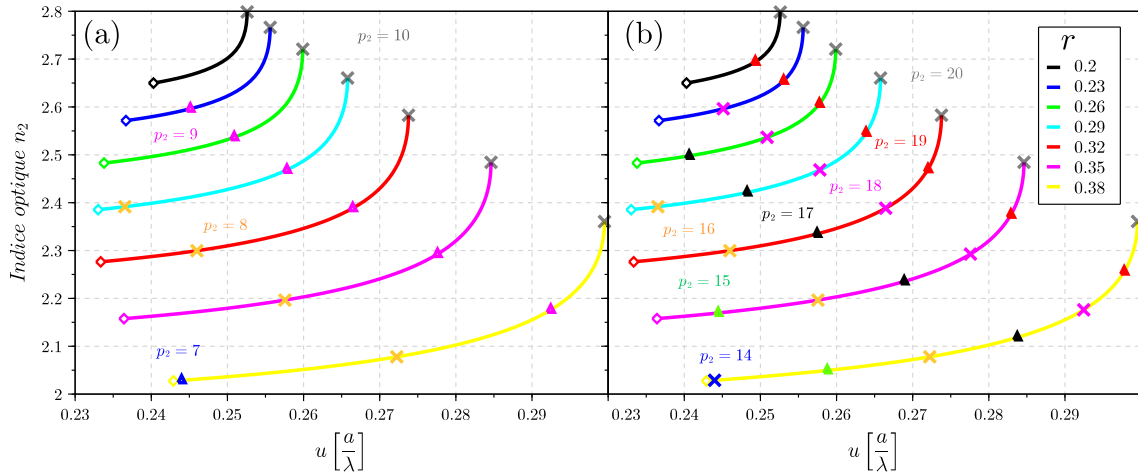


FIGURE 3.14 – Évolution de l'indice optique du PhC infini en maille diamant en fonction de la fréquence réduite et du rayon des trous. (a) Pour  $N = 5$ . (b) Pour  $N = 10$ . Les croix représentent les solutions AR (ordres  $p_2$  pairs), les triangles les solutions HR (ordres  $p_2$  impairs).

La figure 3.14 montre l'évolution de l'indice optique  $n_2$  du PhC infini en fonction de la fréquence réduite, du rayon des trous (code couleur) et du nombre de rangées  $N$  ((a)  $N = 5$ , (b)  $N = 10$ ). Les points d'autocollimation dans le PhC sont représentés par les diamants en couleurs, nous ne représentons la relation  $n_2(u)$  que pour les fréquences supérieures à la fréquence d'autocollimation dans le cristal infini (PhC en mode convergent).

Dans la configuration  $N = 5$ , les ordres  $p_2 = 7$  (triangles bleus) et  $p_2 = 9$  (triangles roses) sont solution de l'équation (3.13) et garantissent une réflexion totale de l'énergie à l'entrée du PhC (HR). Les ordres  $p_2 = 8$  (croix jaunes) et  $p_2 = 10$  (croix grises) sont solution de l'équation (3.13) et garantissent une transmission totale de l'énergie au travers le PhC (AR). Comme dit précédemment, l'ordre  $p_2 = 10$  étant en bord de bande, il nécessite une longueur de milieu homogène irréaliste. Nous ne le prenons donc pas en compte dans la suite.

Pour cette configuration de MPhC nous avons accès principalement à un ordre AR et HR, le premier ordre HR ( $p_2 = 9$ ) apparaît pour un rayon de  $r = 0,21$  alors que le deuxième ordre ( $p_2 = 7$ ) apparaît que pour les rayons supérieurs à 0,38. Cet ordre ( $p_2 = 7$ ) semble difficile à fabriquer expérimentalement car un tel rayon  $r = 0,38a$  implique une très faible distance (de  $0,24a$ ) entre les trous. En ce qui concerne l'ordre  $p_2 = 8$ , il s'agit du seul ordre AR pour l'ensemble des valeur  $r$ , il demande par contre d'utiliser des rayons  $r > 0,29$ .

Dans la configuration  $N = 10$ , les ordres  $p_2 = 15$  (triangles verts),  $p_2 = 17$  (triangles noirs) et  $p_2 = 19$  (triangles rouges) sont solution de l'équation de contrôle de réflectivité (Eq. (3.13)) et garantissent une réflexion totale de l'énergie à l'entrée du PhC (HR). Les ordres  $p_2 = 14$  (croix bleues),  $p_2 = 16$  (croix jaunes),  $p_2 = 18$  (croix roses) et  $p_2 = 20$  (croix grises) garantissent une transmission totale de l'énergie

au travers le PhC (AR). Comme précédemment, nous ne prenons pas en compte l'ordre en bord de bande  $p_2 = 20$ .

Nous remarquons que nous retrouvons ici pour  $N = 10$  les mêmes points de fonctionnement que ceux de  $p_2 = 7, 8, 9$  et  $10$  dans le cas  $N = 5$ , mais à des ordres doublés. Le fait de doubler la taille  $N$  permet de doubler l'ordre  $p$  de l'AR/HR et donc d'obtenir plus de solutions potentielles. Pour cette configuration nous avons maintenant accès à 3 ordres HR (triangles) et à 2 ordres AR (croix).

Une solution pour augmenter le nombre de solutions possibles (ordre  $p_2$ ) consiste donc à augmenter la taille du milieu PhC. Par contre, travailler à des ordres élevés va dégrader l'acceptance angulaire de notre AR/HR et diminuer la largeur spectrale de la bande exploitable.

Une autre limitation avec un milieu PhC plus long est la longueur de milieu homogène nécessaire pour assurer une MSC. Cette longueur dépend directement de la courbure que l'onde acquiert dans le PhC :  $d_2/n_{c2}$ . Donc augmenter la taille du milieu PhC oblige à travailler avec un milieu homogène plus long. Dans une optique de conception laser, ceci permet d'augmenter la surface de milieu de gain. Cependant, cela augmente la mésopériode  $D$  et autorise un plus grand nombre d'ordre diffractés hors du plan, augmentant potentiellement les pertes par diffraction verticale.

Nous nous intéressons aux ordres pairs (AR) pour les deux configurations  $N = 5$  et  $N = 10$ . Pour chaque rayon  $r$  étudié, nous pouvons avec notre méthode calculer une longueur  $d_1$  de matériau massif permettant d'obtenir une autocollimation approchée à une fréquence réduite donnée  $u$ . Nous pouvons aussi aisément calculer la figure de mérite  $FDM$  associée à cette structure.

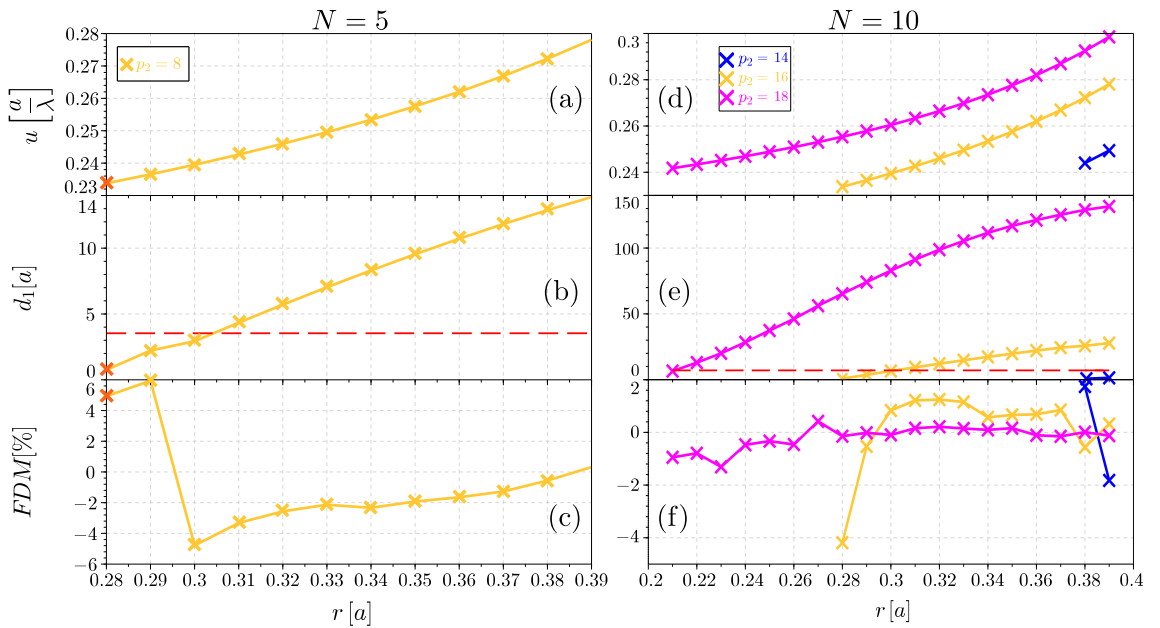


FIGURE 3.15 – Étude paramétrique en fonction du rayon des trous  $r$  pour  $N = 5$  et  $N = 10$ , pour une structure de type AR et l'ordre  $p_2 = 8$ . (a) & (d) Évolution de la fréquence réduite. (b) & (e) Évolution de la longueur de milieu homogène. (c) & (f) Évolution de la FDM.

La figure 3.15 montre les résultats de notre étude paramétrique, pour  $N = 5$  à gauche et  $N = 10$  à droite. On voit que les fréquences réduites utiles sont comprises

dans l'intervalle  $u = [0,23 : 0,3]$  (figures 3.15(a) et (d)). Pour une longueur d'onde de travail de  $1,55 \mu\text{m}$ , ces valeurs correspondent à des paramètres de maille dans l'intervalle  $a = [350 : 430] \text{ nm}$  et des rayon dans l'intervalle  $r = [100 : 160] \text{ nm}$ , qui sont des valeurs tout à fait acceptables du point de vue technologique.

Pour  $N = 5$ , la figure 3.15 (b) représente les longueurs de milieu homogène solutions de l'équation (3.19), la ligne en pontillées représentant la longueur du milieu cristal photonique  $d_2$ . Cette référence permet de visualiser l'équilibre entre les longueurs de PhC et de matériau massif. Dans l'optique de concevoir une cavité active dans ces structures, nous visons intuitivement des structures relativement symétriques. En effet, une trop longue section de gain risque de permettre le développement d'effets non linéaires de guidage (développements de modes optiques d'ordres élevés, antiguidage ...). A l'inverse, une trop faible section de gain risque de ne pas être capable de compenser les pertes de propagation dues aux imperfections du PhC. Pour  $N = 5$  les longueurs évoluent entre  $d_1 = 0$  et  $d_1 = 14$ , ce qui est concevable d'un point de vue technologique, et permet de réaliser des cavités que nous considérons équilibrées. Dans ce sens où les sections de milieu massif seraient suffisamment longues pour compenser les pertes par propagation dans le cristal photonique, mais suffisamment courtes pour que la structure membranaire finale ne s'effondre pas sous son propre poids.

Pour  $N = 10$  (figure 3.15 (e)), l'ordre  $p_2 = 18$  conduit à des cavités très déséquilibrées. Sur une faible gamme de fréquence, l'ordre  $p_2 = 16$  permet de réaliser des cavités proches de l'équilibre. Enfin, l'ordre  $p_2 = 14$  conduit à des cavités utilisant de très faibles longueur de matériau homogène.

Pour toute ces structures nous avons évalué la qualité de l'autocollimation pouvant être obtenue. Les figures 3.15 (c) (f) représentent la FDM pour chaque longueur  $d_1$  retenue. Pour  $N = 5$  nous observons des valeur absolues inférieures à 6%, ce qui veut dire que dans le pire des cas, notre faisceau aura divergé uniquement de 6% par rapport à un milieu homogène. Pour  $N = 10$  ces valeurs sont inférieures à 4%.

Notre méthode permet donc la conception de structures AR/HR-MS, elle offre en effet une représentation globale de l'ensemble des paramètres géométriques des structures possibles. A partir de ce type de graphique, nous choisissons d'étudier une structure particulière, dont les caractéristiques géométriques sont proches de la structure AR étudiée dans [3]. Cette structure correspond à la croix rouge pour le cas  $N = 5$ ,  $r = 0,28 [a]$ ,  $n_1 = 2,85$ ,  $p_2 = 8$  et  $p_1 = 6$ .

### 3.2.4 Validation FDTD, structure AR

Pour valider nos calculs approchés de conception, nous visons maintenant à simuler la propagation d'un faisceau gaussien à travers plusieurs périodes de la mésocellule. Cette simulation est réalisée par FDTD dans une géométrie 2D. Nous utilisons pour les calculs le logiciel MEEP développé par le MIT[10]. Notre objectif est, en fin de simulation, de pouvoir calculer les spectres de transmission et réflexion de la structure, ainsi que de mesurer les waists transmis et réfléchi.

Nous procédons en deux étapes. Dans un premier temps nous nous intéressons au caractère AR de la structures et cherchons à vérifier que notre multicouche possède bien les mêmes caractéristiques qu'un empilement AR. Cette étude est faite à partir

d'une courte simulation, par rapport à la durée de la deuxième étude.

Dans une deuxième étape nous étudions le caractère MSC. Pour cela nous simulons la propagation d'un faisceau gaussien (temporellement et spatialement) au travers d'une structure composée de plusieurs mésopériodes. La mise en place des simulations a demandé l'utilisation d'un certain nombre d'outils numériques et de techniques de post-traitement des données. Pour conserver la clarté de l'exposé, ces techniques sont détaillées en Annexe A on page 125.

Le Tableau 3.1 synthétise les grandeurs caractéristiques de notre structure d'étude, identifiée au paragraphe précédent.

| $N$ | $r$  | $d_2$ | $u_0$  | $d_1$ | $a$ [nm] | $n_1$ |
|-----|------|-------|--------|-------|----------|-------|
| 5   | 0,28 | 3,536 | 0,2338 | 0,75  | 360      | 2,85  |

TABLE 3.1 – Paramètres de structure AR à auto-collimation mésoscopique

### Propriétés en transmission

Nous nous sommes tout d'abord intéressés à la validation de nos calculs des propriétés de réflexion/transmission de la la structure. Pour cela nous utilisons la cellule de calcul représentée en figure 3.16.

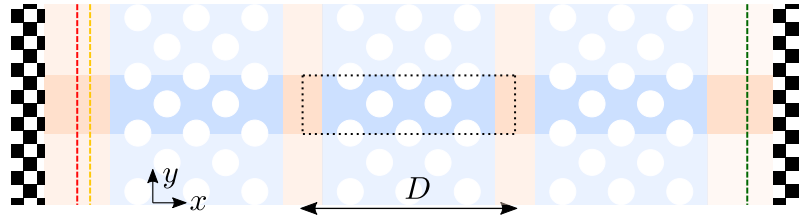


FIGURE 3.16 – Structure AR pour l'étude du spectre de transmission et de réflexion, pour  $M = 3$  mésopériodes. Les damiers représentent les PML, le plan de réflexion est représenté en rouge, le plan de transmission en vert, le plan de la source en jaune. Le milieu orange correspond au milieu homogène de longueur  $d_1$ , le milieu bleu correspond au milieu PhC de longueur  $d_2$ .

Sur cette figure, la mésopériode est délimitée par les pointillés en noir et possède une longueur  $D$  et une largeur  $\sqrt{2}$ . Elle est répétée un nombre entier  $M$  fois suivant l'axe horizontal (milieu foncé). Selon l'axe horizontal (axe de propagation), nous plaçons à chaque extrémités des couches absorbantes de type PML (Pefectly Matched Layer) (damiers blanc et noir). Selon l'axe vertical nous établissons des conditions périodiques (milieu clair). Finalement un plan de transmission (pointillés vert) et de réflexion (pointillés rouge) sont placés entre les PML et la structure. Le plan de la source est représenté en pointillés jaunes. La structure possède donc une extension horizontale finie et une extension verticale infinie. L'extension horizontale de la structure est définie par le nombre de mésopériodes  $M$  et par la taille d'une mésopériode  $D$ .

Pour étudier le spectre en transmission et réflexion, nous utilisons une source temporellement gaussienne, générant un champ  $H_z$ , unidirectionnelle et se propageant selon  $\vec{x}$ , centrée à la fréquence  $u = 0,23 \simeq u_0$  et possédant une largeur spectrale

$du = 0,05$ . Spatialement, la source est plane et s'étend verticalement sur la totalité du plan de source. Pour une résolution de  $32/[a]$ , cette simulation dure typiquement 10 minutes sur un ordinateur portable.

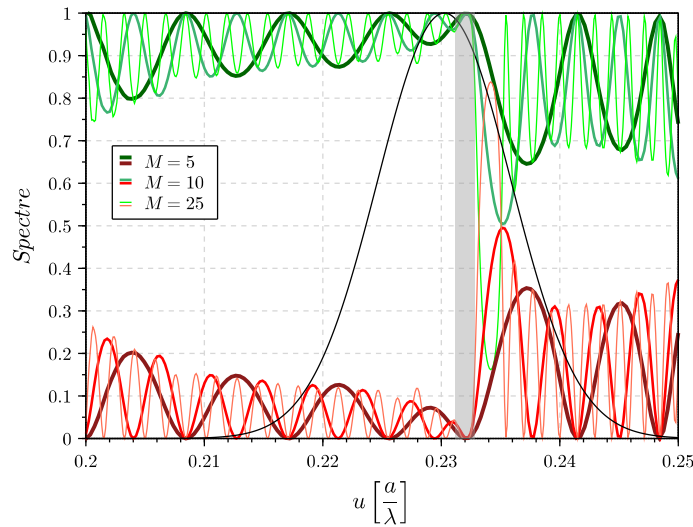


FIGURE 3.17 – Spectre en transmission (courbes vertes) et en réflexion (courbes rouges) en fonction du nombre de mésopériodes  $M$ .

La figure 3.17 montre le spectre en transmission en vert, le spectre en réflexion en rouge et le spectre de la source en noir, en fonction du nombre  $M$  de mésopériodes (épaisseur des courbes). Ces spectres montrent que la structure est globalement de faible réflectivité, mais présente de nombreuses oscillations de réflectivité (réciproquement de transmission), ainsi qu'un pic de forte réflectivité. Il est aussi très clair que la fréquence des oscillations augmente avec le nombre de mésopériodes. Ceci est donc vraisemblablement dû à un effet de cavité Fabry-Pérot dans l'ensemble de la structure.

Nous observons aussi une ouverture de bande autour de la fréquence  $u = 0,234$ . Cette ouverture a déjà été observée dans [3]. Nous remarquons aussi que lorsque nous augmentons le nombre  $M$ , la largeur de l'ouverture décroît et sa fréquence centrale se décale. Des simulations ultérieures, pour un nombre  $M = 100$ , montrent que la fréquence centrale de l'ouverture se stabilise autour de  $u = 0,234$  et que la transmission chute à 0,5% dans cette étroite bande de fréquences. Il semble donc s'agir de l'ouverture d'une mini-bande d'énergie interdite, sans doute liée à la périodicité de notre mésocellule.

Finalement, nous observons une transmission de l'ordre de 99% autour de la fréquence  $u_1 = 0,2323 = 0,994u_0$  et ce quel que soit le nombre de mésopériodes  $M$  (zone grisée sur la figure 3.17). L'écart entre la fréquence optimale  $u_1$  et la fréquence prédite  $u_0$  provient certainement des simplifications introduites par la stratégie de conception. On peut cependant noter qu'elle reste extrêmement faible, validant ainsi notre approche.

### Propriétés de MSC

Nous procédons ensuite à l'étude des propriétés d'autocollimation. Pour cela nous avons recouru à une seconde série de simulations FDTD. La nouvelle cellule de calcul contient la mésopériode de base (figure 3.16 en pointillées) répétée 35 fois suivant

l'axe horizontale et 90 fois suivant l'axe vertical. Nous plaçons des PML sur tous les bords de la cellule, ainsi que des plans de transmission et réflexion. L'évolution du champ est évaluée uniquement au niveau des plans de transmission et de réflexion. Nous utilisons à nouveau une source temporellement gaussienne, générant un champ  $H_z$ , unidirectionnelle et se propageant selon  $\vec{x}$ , centrée à la fréquence  $u = 0,23 \simeq u_0$  et possédant une largeur spectrale  $du = 0,05$ . Contrairement à l'étude précédente, spatialement la source est maintenant gaussienne avec un waist initial  $W_0 = 5$ .

Une simulation de référence est aussi réalisée dans la même cellule, en remplaçant le cristal mésoscopique par un milieu homogène d'indice  $n_1$ . Cette simulation permettra de calculer la puissance transmise et réfléchi par la structure ainsi que le waist homogène, c'est-à-dire le waist que le faisceau acquiert lors de sa propagation dans un milieu entièrement homogène.

Pour effectuer ces simulations, il a été nécessaire de recourir à une grappe de calcul (Calmip, de l'Université Fédérale de Toulouse). Pour une résolution de  $32/[a]$  et l'utilisation de 36 nœuds de calcul, la simulation dure typiquement de l'ordre de 4h.

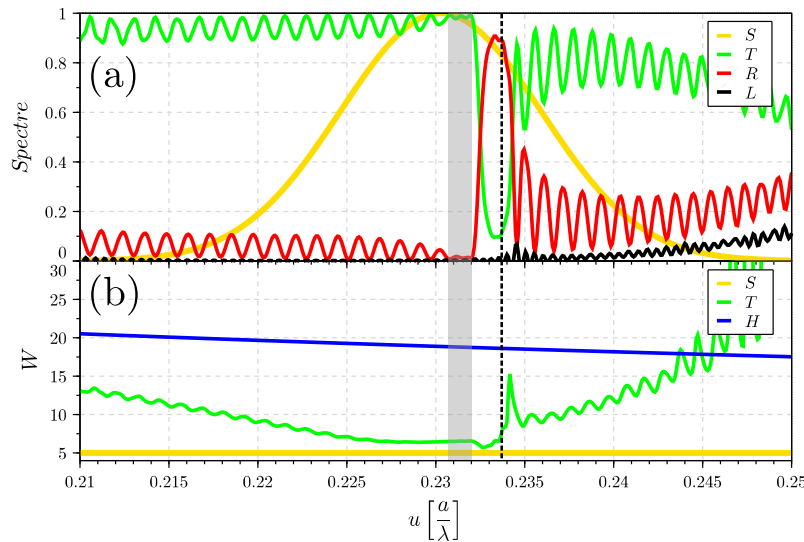


FIGURE 3.18 – Résultats FDTD pour une structure AR. (a) Spectre de la source (jaune), en transmission (vert) et réflexion (rouge), les pertes par absorption des PML en haut et en bas de la structure en noir. (b) Évolution du waist au plan de transmission du faisceau transmis (vert), du waist homogène (bleu) et au plan de la source (jaune), en fonction de la fréquence réduite.

La figure 3.18 montre les résultats de cette simulation FDTD 2D. La zone grise indique la plage de fréquence réduite  $u = [0,2305 : 0,232]$ , centrée en  $u_1 = 0,2313$  où la transmission de la structure est maximale, de l'ordre de 99%. Sur cette plage, le waist transmis (vert) est de l'ordre de  $W_T = 1,29 W_0 = 6,45 \pm 0,05$  alors que le waist homogène est de l'ordre de  $W_H = 3,8 W_0 = 19$ . La ligne en pointillés indique la fréquence réduite  $u_0 \simeq 1,01 u_1$  prédite par le modèle. Entre la zone grise et la fréquence  $u_0$ , nous observons une légère refocalisation du faisceau liée à l'ouverture du gap. En noir nous représentons la part d'énergie qui est absorbée par les PML placées en haut et en bas de la structure. Dans le cas d'une structure d'extension verticale finie, il se peut qu'une partie de l'énergie soit absorbée par les PML avant de réussir à parcourir la totalité de l'extension horizontale de la structure. Cependant

nous obtenons bien  $T + R + L = 1$ , ce qui traduit la conservation de l'énergie et nous permet de valider notre manière de calculer les différents spectres.

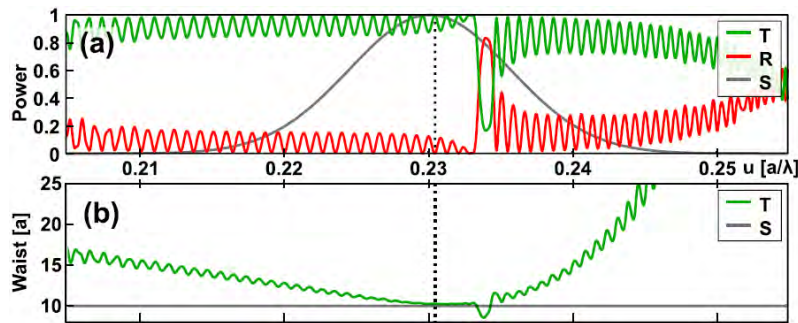


FIGURE 3.19 – Structure MSC/AR de géométrie similaire, extrait de [3]. (a) Spectre de la source (noir), en transmission (vert) et réflexion (rouge). (b) Évolution du waist au plan de transmission du faisceau transmis (vert) et au plan de sa source (noir), en fonction de la fréquence réduite.

La figure 3.19 illustre les propriétés de AR et de MSC d'une structure conçue avec l'ancienne méthode [3] (MSC parfait et AR approché). Elle possède des paramètres géométriques similaire à notre structure.

Nous observons des performances et des propriétés similaires : une ouverture de bande proche de la fréquence prédite, des oscillations de type Fabry-Pérot provenant de la cavité entière et une légère refocalisation du faisceau autour de l'ouverture de bande et la même largeur de bande pour le MSC. Cette comparaison favorable valide donc notre approche du point de vue des résultats physiques observés.

En outre, le faible écart entre la fréquence prédite et la fréquence optimale valide notre approche en tant que méthode de conception. Si nous fixons  $u_0$  comme fréquence réduite et travaillons avec une source infrarouge à  $1,55 \mu\text{m}$  par exemple, le décalage en longueur d'onde dû à l'écart entre  $u_0$  et  $u_1$  est de l'ordre de  $0,016 \mu\text{m}$  soit  $16 \text{ nm}$ , ce qui est expérimentalement tout à fait acceptable au vu des lasers accordables dont nous disposons pour une éventuelle caractérisation. Nous démontrons aussi qu'il n'est pas nécessaire de valider les paramètres obtenus avec notre stratégie de conception (voir Tableau 3.1) avec de longues simulations FDTD. Il est possible de concevoir des structures directement avec les paramètres du modèle.

Nous simulons maintenant la propagation d'une source continue à la fréquence optimale  $u_1$  pour visualiser la distribution spatiale du champ  $H_z$ . Les caractéristiques de cette simulation sont les mêmes que la simulation en régime pulsé, sauf le temps de calcul qui est légèrement inférieur à 2h. Cette diminution du temps de calcul est due au fait que pour une simulation en régime impulsionnel nous devons atteindre à ce que toute l'énergie contenue dans l'impulsion traverse la structure.

La figure 3.20 montre le profil spatial de l'intensité du champ magnétique  $H_z$  à la fréquence optimale  $u_1$  lors de la propagation dans le MPhC (a) et dans un milieu entièrement homogène d'indice  $n_1$  (b). Nous n'observons aucune réflexion évidente à l'entrée du MPhC, ce qui valide la propriété anti-reflet et le profil transverse reste conservé le long de la propagation, contrairement au profil pour une propagation dans un milieu homogène (figure 3.20 (b)).

Les simulations réalisées dans cette section ont permis de valider notre stratégie de conception pour une structure AR-MSC. Nous présentons dans la suite les

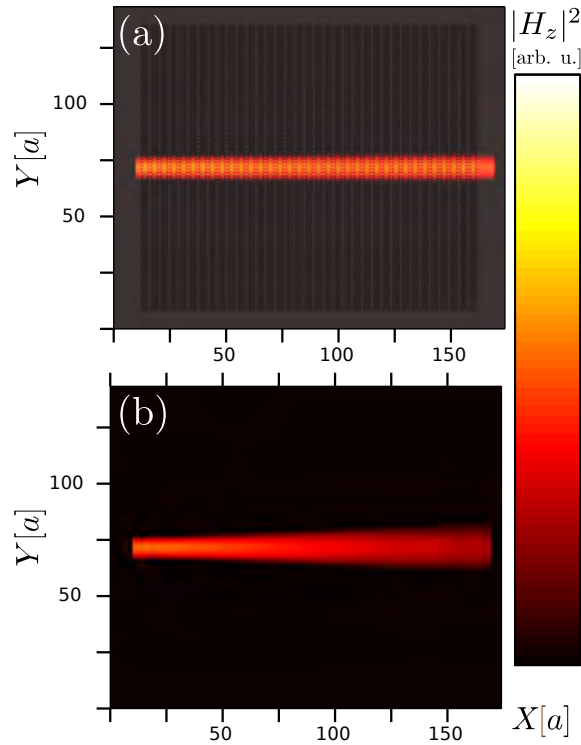


FIGURE 3.20 – Profil en intensité du champ magnétique à la fréquence optimale de MSC. (a) Pour la structure MSC. (b) Pour une structure de référence dans un milieu homogène d’indice  $n_1$ .

résultats obtenus pour une structure HR-MS.

### 3.2.5 Validation FTDT, structure HR

Nous nous intéressons maintenant à la validation de notre méthode pour une structure haute-réflexivité HR-MS. Ce type de structures permet de concevoir et de fabriquer des cavités optiques à miroirs plans [4, 5]. Notre objectif à terme est de fabriquer ces structures sur membranes actives, émettant autour de 980 nm. Nous présentons directement les paramètres de la structure obtenus avec notre méthode de conception Tableau 3.2 :

| $N$ | $r$ | $d_2$ | $u_0$ | $d_1$ | $a [nm]$ | $n_1$ |
|-----|-----|-------|-------|-------|----------|-------|
| 7   | 0,3 | 4,95  | 0,209 | 4,795 | 205      | 3,25  |

TABLE 3.2 – Paramètres de la structure HR à auto-collimation mésoscopique étudiée.

La nouvelle valeur d’indice  $n_1$  correspond à l’indice optique de la membrane, sous pompage optique, pour une émission à 980 nm. Pour la réalisation des cavités optiques nous avons privilégié des structures possédant une longueur  $d_1$  d’au moins le même ordre de grandeur que  $d_2$ , ce qui permet de maximiser le gain tout en limitant les possibles risques d’effondrement de la membrane suspendue.



Comme précédemment pour la structure AR, nous procédons en deux étapes. Dans une première étape nous démontrons que notre multicouche possède les mêmes caractéristiques qu'un empilement HR. Cette étude est faite à partir d'une courte simulation, par rapport à la durée de la deuxième étude. Dans une deuxième étape, nous étudions le caractère MSC. Pour cela nous simulons la propagation d'un faisceau gaussien (temporellement et spatialement) au travers une structure composée de plusieurs mésopériodes.

### Propriétés de réflexion

Nous nous sommes tout d'abord intéressés à la validation de nos calculs des propriétés de réflexion/transmission de la structure. Pour cela nous utilisons la cellule de calcul représentée en figure 3.21.

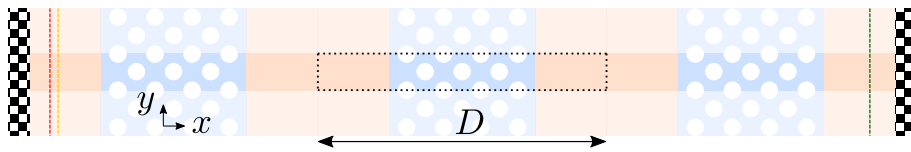


FIGURE 3.21 – Structure HR pour étude du spectre de transmission et de réflexion, pour  $M = 3$  mésopériodes. Les damiers représentent les PML, le plan de réflexion est représenté en rouge, le plan de transmission en vert, le plan de la source en jaune. Le milieu orange correspond au milieu homogène de longueur  $d_1$ , le milieu bleu correspond au milieu PhC de longueur  $d_2$ .

La figure 3.21 montre en couleurs foncées, la cellule de calcul utilisée. La mésopériode de base est entourée en pointillées. Nous réalisons dans un premier temps l'étude des propriétés de transmission et de réflexion en faisant varier le nombre de mésopériodes  $M$ . Nous utilisons pour cela une source large bande centrée à  $u_0 = 0,209$  ayant une largeur  $du = 0,05$ .

La figure 3.22 montre l'évolution du spectre au plan de transmission (courbes vertes) et de réflexion (courbes rouges), en fonction du nombre de mésopériodes  $M$ . Nous observons une ouverture de bande pour laquelle la réflexion est supérieure à 99% (zone grise). Cette ouverture se trouve dans une plage de fréquences réduites de largeur  $du = 0,007$  centrée à la fréquence  $u_1 = 0,2085 = 0,997 u_0$ . Elle ne dépend pas du nombre de mésopériodes  $M$  ce qui démontre qu'elle ne provient pas d'un phénomène de type Fabry-Pérot dans l'ensemble de la structure, mais bien de l'ouverture d'une bande interdite de type DBR (Distributed bragg reflector).

En outre, comme pour la structure AR, nous observons également en dehors de cette bande interdite un certain nombre d'oscillations qui varient avec le nombre  $M$  de mésopériodes et correspondent à des oscillations de type Fabry-Pérot entre les deux extrémités de la structure.

### Propriétés de MSC

Nous procédons ensuite à l'étude des propriétés d'autocollimation. Pour la cellule de calcul, nous répétons la mésopériode de base (figure 3.21 en pointillées) 20 fois suivant l'axe horizontal et 60 fois suivant l'axe vertical. L'ensemble de la cellule est entourée de PML. La source est centrée à  $u_0 = 0,209$ .

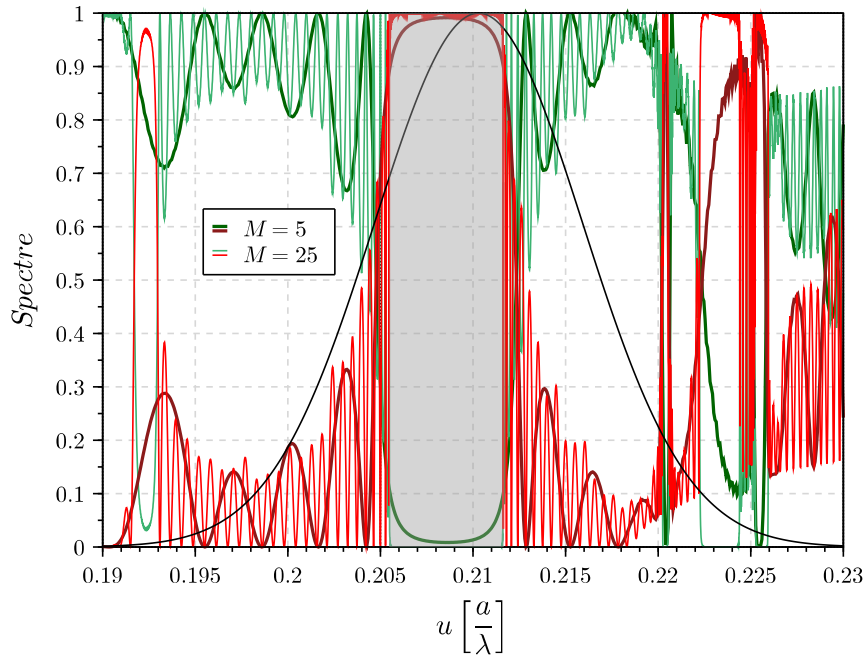


FIGURE 3.22 – Spectre en transmission (courbes vertes) et en réflexion (courbes rouges) en fonction du nombre de mésopériodes  $M$ .

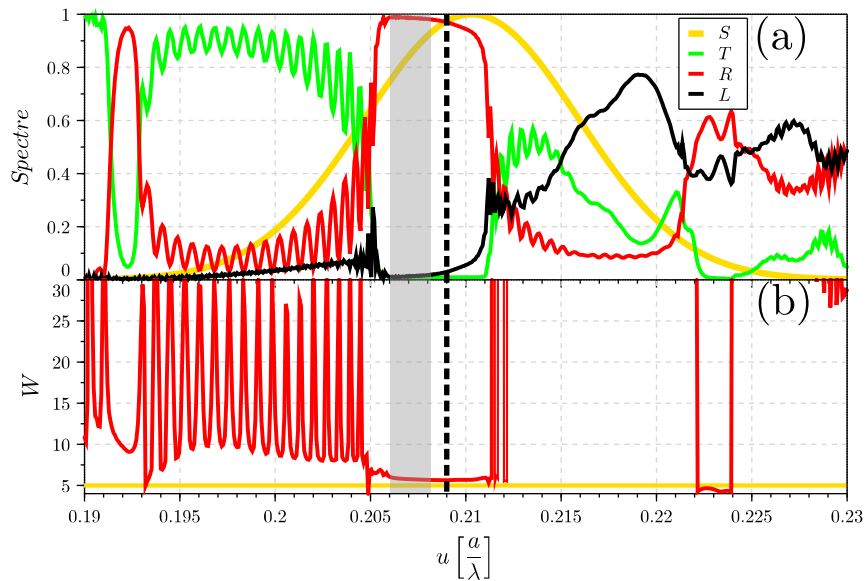


FIGURE 3.23 – Résultats FDTD pour une structure HR. (a) Spectre de la source (jaune), en transmission (vert) et réflexion (rouge), les pertes verticales par absorption des PML en haut et en bas de la structure en noir. (b) Evolution du waist au plan de réflexion de la source (jaune), du faisceau réfléchi (rouge) et du waist homogène (bleu), en fonction de la fréquence réduite.

La figure 3.23 montre les résultats de cette simulation FDTD 2D. La zone grise indique la plage de fréquences réduites  $u = [0,206 : 0,208]$  centrée en  $u_1 = 0,207 = 0,990 u_0$  où la réflexion de la structure est de l'ordre de 99%. Cette plage est plus petite que celle de la figure 3.22, la part d'énergie absorbée par les PML ou pertes verticales (en noir) deviennent importantes à proximité de la fréquence

réduite  $u_0$  (en pointillées). Ces pertes proviennent de l'acceptance angulaire de notre réseau de Bragg. Ces résultats vérifient également la condition de conservation de l'énergie  $R + T + L = 1$ . Sur cette plage, le waist réfléchi (rouge) est de  $W_R = 1,15 W_0 = 5,75 \pm 0,07$ .

Comme précédemment pour la structure AR, nous pouvons comparer nos résultats avec ceux obtenus dans la littérature. La figure 3.24 illustre les propriétés de HR et de MSC d'une structure conçue avec l'ancienne méthode [3] (MSC parfait et HR approché). Elle possède des paramètres géométriques assez différents de ceux de notre structure : la comparaison est donc moins aisée que pour le cas AR.

Nous observons cependant des grandes similitudes : une ouverture de bande à la fréquence prédite ainsi que l'ouverture de bandes secondaires, des oscillations de type Fabry-Pérot provenant de la cavité entière et une taille de faisceau oscillant fortement en dehors des bandes de haute réflectivité. Cette comparaison favorable valide donc notre approche également dans le cas des structures HR.

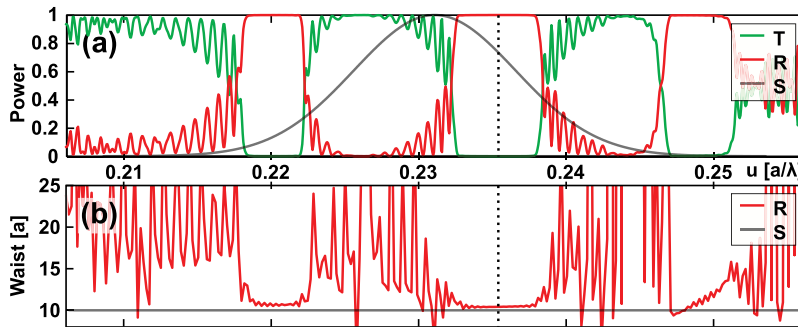


FIGURE 3.24 – Structure MSC/HR de géométrie similaire, extrait de [3]. (a) Spectre de la source (noir), en transmission (vert) et réflexion (rouge). (b) Évolution du waist au plan de transmission du faisceau transmis (vert) et au plan de sa source (noir), en fonction de la fréquence réduite.

### 3.2.6 Conclusion

Nous avons mis en place une stratégie de conception paramétrique qui permet de concevoir des structures à autocollimation mésoscopique, suivant une direction normale aux interfaces, et permettant un contrôle efficace des réflectivités. Les propriétés optiques des structures conçues avec notre méthode ont été validées par des simulations FDTD et comparées aux résultats présents dans la littérature. L'erreur commise, en termes de fréquence réduite, entre notre méthode de conception et les simulations FDTD est de l'ordre du pourcent. Notre méthode permet ainsi une conception rapide des structures, sans avoir besoin de longs calculs FDTD. Nous montrerons également par la suite que cette méthode de conception peut être appliquée dans le cas d'une incidence quelconque.

### 3.3 Autocollimation mésoscopique sous incidence oblique et sous le cône de lumière

#### 3.3.1 Géométrie mésoscopique étudiée

Nous souhaitons obtenir le phénomène de MSC suivant une direction de propagation quelconque. Nous utilisons dans une première étape la maille carrée. Nous rappelons en figure 3.25 la maille carrée du cristal photonique, et en figure 3.26 les caractéristiques de la mésocellule.

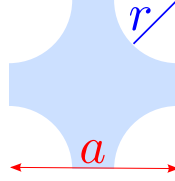


FIGURE 3.25 – Cristal photonique en maille carrée. La ligne rouge représente la distance entre deux trous ou paramètre de maille  $a$ . La ligne bleue représente le rayon des trous  $r$ , en unités de  $a$ .

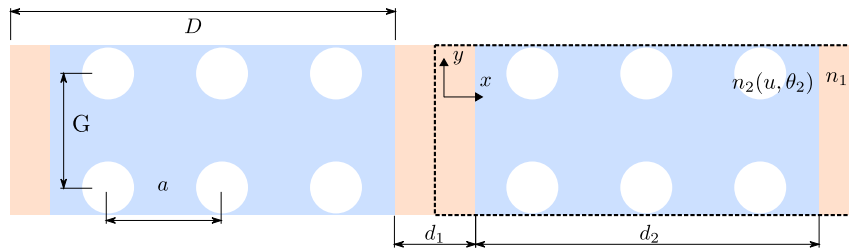


FIGURE 3.26 – Structure mésoscopique considérée. En bleu le milieu PhC en maille carrée, en orange le milieu homogène. Les lignes en pointillées délimitent une cellule mésoscopique (ou mésopériode).

A l'échelle du paramètre de maille  $a$ , le milieu bleu est constitué de  $N = 7$  rangées de trous (ce nombre est fixé dès le départ dans notre algorithme d'implémentation) d'indice optique  $n_2$  et d'indice de courbure  $n_{c2}$ , tous les deux dépendants de la fréquence réduite et de la direction du vecteur d'onde. A l'échelle mésoscopique, ce milieu est assimilé à un milieu homogène de longueur  $d_2 = N$  (convention de la figure 3.4 avec  $\delta/2 = 1/2[a]$  et  $\tilde{d}_2 = (N - 1)[a]$ ). En ce qui concerne le milieu homogène, il est assimilé dans les deux approches à un milieu homogène de longueur  $d_1$ , d'indice optique et d'indice de courbure  $n_1$ . Nous faisons l'hypothèse que l'indice  $n_1$  est indépendant de la fréquence réduite. La distance  $D = d_1 + d_2$  est la taille d'une mésopériode (ou cellule mésoscopique).

#### 3.3.2 Caractéristiques du milieu PhC

Nous calculons le diagramme de bandes pour le milieu infini de la figure 3.25. Puisque nous considérons ici une incidence quelconque, nous calculons la relation de dispersion  $u(k_x, k_y)$  dans toute l'IBZ et pour la première bande du cristal photonique. A partir de cette relation nous calculons aussi l'indice optique  $n_2$  (équation (3.11))

et l'indice de courbure  $n_{c2}$  (équation (3.12)).

Comme décrit précédemment nous cherchons l'ensemble des points garantissant un contrôle parfait des réflectivités. Pour une incidence quelconque ces points sont des solutions paires de l'équation (3.1), que nous exprimons sous la forme  $p_i = 2m_i$ .

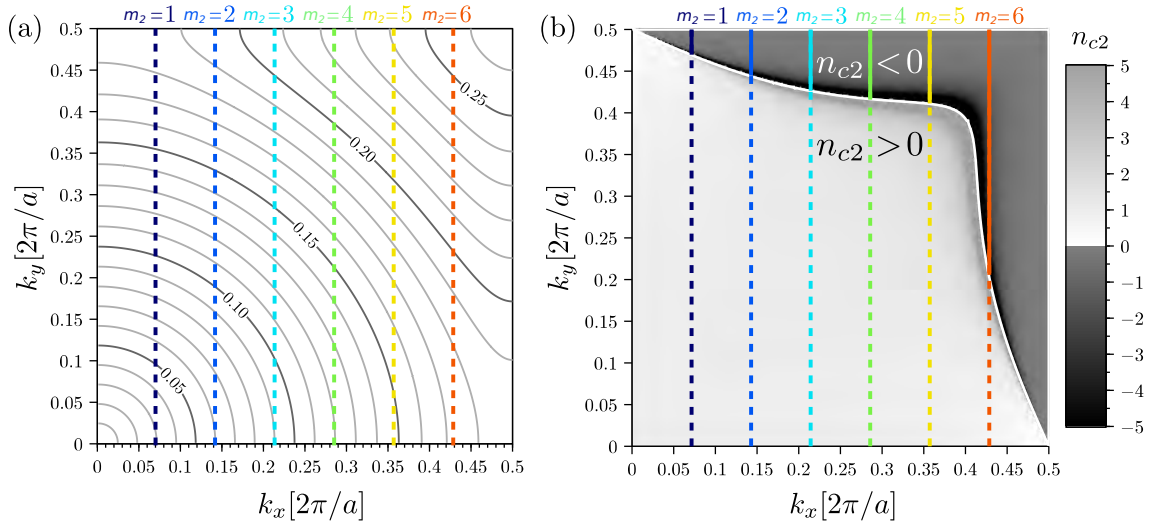


FIGURE 3.27 – Milieu PhC pour le MPhC considéré : (a) Diagramme de bandes du cristal photonique infini. (b) Courbure locale  $n_{c2}$ . Les lignes verticales correspondent aux solutions de l'équation (3.1) pour une structure antireflet ( $p_2 = 2m_2$ ).

La figure 3.27 (a) montre une représentation en isofréquences de la première bande du PhC infini de la figure 3.25. Sur cette figure, les valeurs  $k_{x2}$  qui garantissent un contrôle parfait des réflectivités sont identifiés par les lignes verticales en pointillées, numérotées de  $m_2 = 1$  à  $m_2 = 6$ .

Nous obtenons un premier espace à explorer à une dimension des possibles solutions. Parmi les valeurs possibles de  $k_{x2}$  nous nous intéressons uniquement à celles qui garantissent une refocalisation de la lumière dans le milieu PhC. La figure 3.27 (b) montre les valeurs de l'indice de courbure  $n_{c2}$ . Dans la zone en gris clair, le PhC fait diverger la lumière ( $n_{c2} > 0$ ), alors que dans la zone en gris foncé, le PhC garantit une refocalisation de la lumière ( $n_{c2} < 0$ ). Nous restreignons l'ensemble initial  $k_{x2}$  aux points qui se trouvent dans la zone en gris foncé. Ces points sont représentés par les lignes continues de la figure 3.27 (b). Nous obtenons un espace à explorer réduit à quelques segments. Chacun de ces segments correspond à une relation de type  $k_y(u)$  qui est représentée dans la figure 3.28 (a). A partir de ces quelques points nous cherchons les conditions sur la composante tangentielle  $k_y$  qui minimisent les pertes par diffraction aux interfaces (équation (3.3)) et les pertes verticales par couplage avec les modes de l'air (équation (3.4)).

Pour une incidence quelconque avec un PhC en maille carrée ( $K_G = 1$ ), la condition de non diffraction (équation (3.3)) que doit respecter la composante  $k_y$  peut se réécrire comme suit :

$$k_y(u) < 1 - n_1 u \quad (3.21)$$

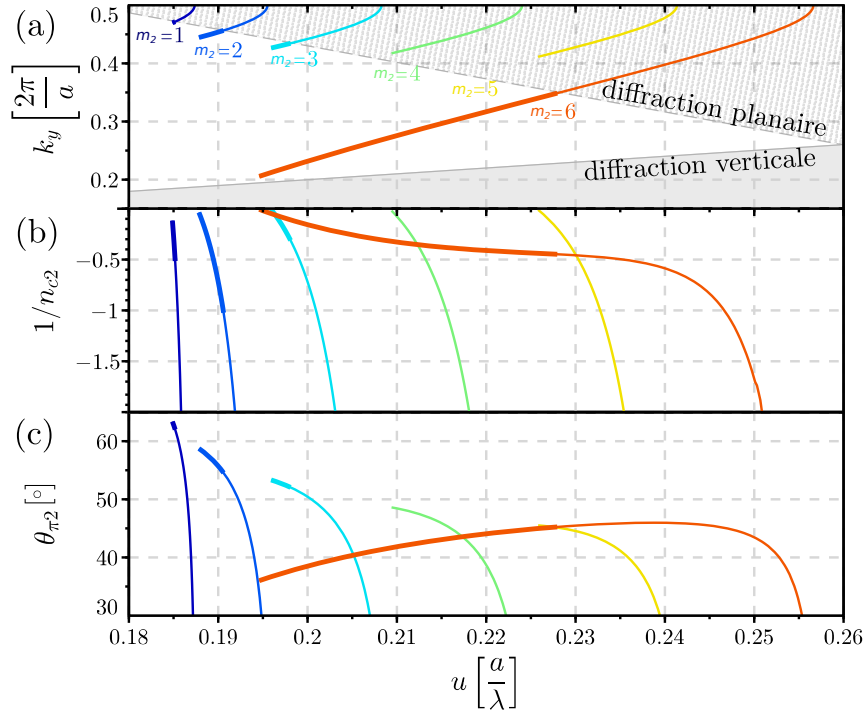


FIGURE 3.28 – Étude paramétrique pour l’ensemble de solutions, en fonction de la fréquence réduite. Les courbes en couleur correspondent aux ordres  $m_2$  de la figure 3.27. La zone grise correspond au cône de lumière (pertes par diffraction verticale). La zone grise hachurée correspond aux pertes par diffraction planaire. La partie épaisse des courbes correspond aux solutions sans diffraction. (a) Relation entre  $k_y$  et  $u$ . (b) Évolution de la courbure  $1/n_{c2}$ . (c) Direction de propagation de l’énergie dans le milieu PhC.

La figure 3.28 (a) (b) et (c) montre les différentes grandeurs associées à chaque segment  $k_{x2}$  qui garantit un contrôle parfait des réflectivités. Dans la suite nous analysons chacune de ces grandeurs.

La figure 3.28 (a) montre les relations  $k_y(u)$ , numérotées de  $m_2 = 1$  à  $m_2 = 6$  pour chaque segment  $k_{x2}$  qui garantit un contrôle parfait des réflectivités. La zone en gris hachurée, limitée par la ligne pointillée, représente l’ensemble des points  $k_y(u)$  qui engendrent des pertes par diffraction aux interfaces. Pour ces points l’équation (3.21) n’est pas satisfaite.

La zone en gris, limitée par la ligne continue, représente le cône de lumière. Pour les points  $k_y(u)$  qui se trouvent à l’intérieur, les pertes verticales sont possibles. Pour ces points l’équation (3.4) n’est pas satisfaite. Afin de garantir une propagation sans pertes, nous ne gardons que les points des segments  $k_y(u)$  qui se trouvent au-dessus du cône de lumière (ligne grise continue) et en-dessous de la limite de diffraction (ligne grise pointillée). Ce nouvel ensemble de points est représenté par les zones épaisses pour chacune des branches  $m_2$ .

La figure 3.28 (b) représente l’évolution de la grandeur  $1/n_{c2}$  nécessaire pour quantifier la convergence de la lumière dans le milieu PhC et donc de calculer la longueur du milieu homogène nécessaire pour le MSC (équation (3.5)). La figure 3.28 (c) représente la direction de propagation de l’énergie ( $\theta_{\pi_2}$ ) dans le milieu PhC. Cette grandeur permettra de calculer la distance de propagation de l’énergie  $L_2$  dans le

milieu PhC.

Dans la suite nous nous intéressons à la branche  $m_2 = 6$  qui correspond à une couche AR dans le PhC, mais l'analyse que nous détaillons s'applique aussi pour les autres ordres.

### 3.3.3 Caractéristique du milieu homogène

Nous cherchons les paramètres géométriques du milieu homogène afin d'obtenir un contrôle de réflectivité parfait (équation (3.1)) et la meilleure MSC possible (équation (3.5)). Pour cela nous avons besoin des composantes du vecteur d'onde  $\vec{k}_1$ , pour la condition de AR, et de la distance de propagation de l'énergie dans le milieu homogène  $L_1$ , pour la condition de MSC. A partir des paramètres exposés dans la figure 3.28 nous pouvons déterminer ces différentes grandeurs.

Le calcul du vecteur d'onde  $\vec{k}_1$  découle directement de la conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde à l'interface. La figure 3.28 (a) fournit la valeur de  $k_{y1}(u) = k_y(u)$ , puis la relation de dispersion du milieu homogène (équation (3.8)) permet de calculer la composante  $k_{x1}(u)$  et l'angle d'incidence  $\theta_1(u)$  (équation 3.9).

Le dernier paramètre que nous calculons est la longueur du milieu homogène  $d_1$ . Elle doit garantir un contrôle parfait des réflectivités et la meilleure MSC possible. Comme décrit dans le cas de l'incidence normale (voir la section 3.2.2 on page 49), cette longueur est calculée à partir des conditions de MSC et de contrôle des réflectivités (équation (3.17)). Dans le cas d'une incidence quelconque elle prend la forme suivante :

$$\frac{m_1}{2n_1k_{x1}(u)\cos(\theta_1)} + \frac{d_2}{n_{c2}(u)\cos(\theta_{\pi 2}(u))} = 0 \quad (3.22)$$

Nous pouvons ensuite calculer l'ordre  $m_1$  nécessaire pour satisfaire la condition AR (à l'image de l'équation (3.18)) dans le cas d'une incidence quelconque :

$$m_1 = \left\lceil 2d_2k_{x1}(u) \frac{n_1 \cos(\theta_1(u))}{-n_{c2}(u) \cos(\theta_{\pi 2}(u))} \right\rceil \quad (3.23)$$

L'équation (3.23) permet de calculer la longueur de milieu homogène  $d_1$  associé à l'ordre entier  $m_1$  qui assure un contrôle parfait des réflectivités et la meilleure MSC possible :

$$d_1(u) = \frac{1}{2k_{x1}(u)} \left\lceil 2d_2k_{x1}(u) \frac{n_1 \cos(\theta_1(u))}{-n_{c2}(u) \cos(\theta_{\pi 2}(u))} \right\rceil \quad (3.24)$$

Cette longueur permet de respecter parfaitement les conditions d'AR/HR dans le milieu homogène, au prix d'une MSC approchée. Nous obtenons donc pour chaque solution représentée par les segments épais de la figure 3.28 (a), la longueur de milieu homogène qui garantit un contrôle parfait des réflectivités et la meilleure MSC possible.

Nous pouvons quantifier alors l'écart à l'autocollimation parfaite pour la nouvelle longueur  $d_1$ . Nous utilisons directement l'expression de la FDM introduite dans l'équation 3.10.

L'implémentation décrite dans cette sous section permet de réaliser des études paramétriques facilement. Nous illustrons cet implémentation avec une étude paramétrique pour la branche  $m_2 = 6$  de la figure 3.28 (courbes oranges).

### 3.3.4 Étude paramétrique d'une structure AR

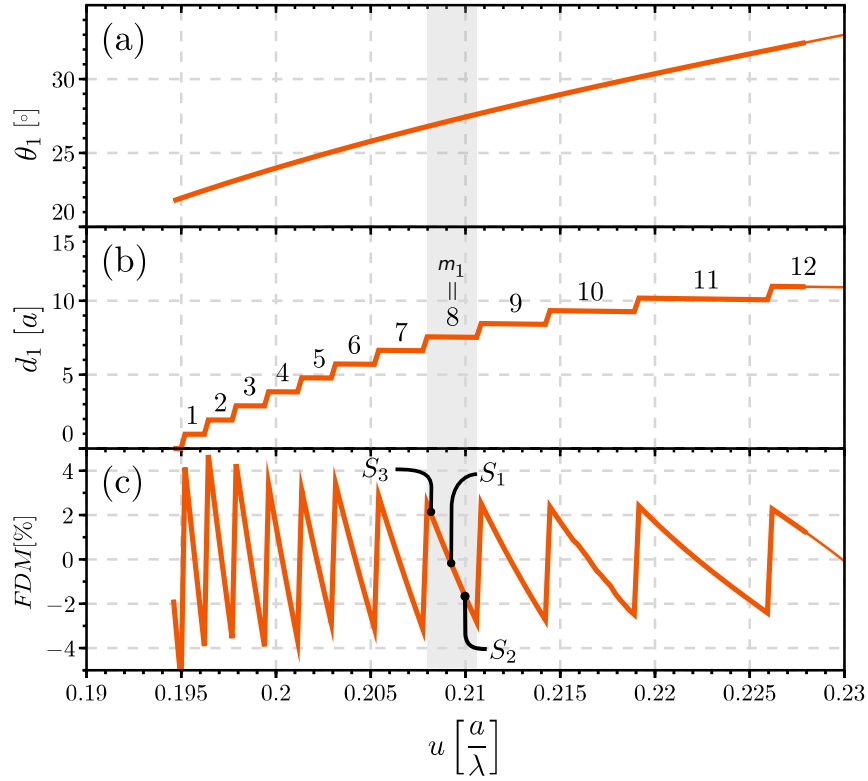


FIGURE 3.29 – Caractéristiques du milieu homogène en fonction de la fréquence réduite. La courbe orange correspond à la branche épaisse  $m_2 = 6$  de la figure 3.28 (a). La zone grise correspond à l'ordre  $m_1 = 8$  dans le milieu homogène. (a) Angle d'incidence dans le milieu homogène  $\theta_1$ . (b) Longueur de milieu homogène  $d_1$ , chaque plateau correspond à un ordre  $p_1$  différent. (c) FDM associée à chaque longueur  $d_1$ , les marques  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  représentent trois solutions étudiées.

La figure 3.29 (a) représente l'angle  $\theta_1$  en fonction de la fréquence réduite  $u$  (équation (3.9)) pour l'ordre  $m_2 = 6$ . Sur la gamme de fréquence réduite accessible avec cette solution, l'angle d'incidence varie de  $22^\circ$  à  $33^\circ$  environ.

La figure 3.29 (b) représente la longueur  $d_1$  obtenue à partir de l'équation (3.24) en fonction de la fréquence réduite. Cette courbe possède un comportement en escalier : chaque plateau correspond à un ordre  $m_1$  différent des conditions d'antireflet dans le milieu homogène.

La figure 3.29 (c) représente l'évolution de la FDM en fonction de la fréquence réduite. Nous observons que pour l'ensemble des structures issues de la branche  $m_2 = 6$ , la FDM reste inférieure à 4% en valeur absolue.

Nous observons une évolution en dent de scie, calée sur les plateaux de  $d_1$ . Il s'agit également d'un effet lié à l'arrondi présent dans l'équation (3.23). Pour chaque plateau  $m_1$ , la FDM décroît depuis des valeurs positives vers de valeurs négatives, en passant par une valeur nulle autour du milieu du plateau de  $d_1$ . Ainsi, pour un ordre  $m_1$  fixé, une FDM positive traduit le fait que le faisceau aura légèrement divergé, par rapport à l'autocollimation parfaite, après propagation dans la mésostructure. Tandis qu'une FDM négative traduit le fait que le faisceau aura légèrement convergé, par rapport à l'autocollimation parfaite, après propagation dans la mésostructure.



Par exemple pour l'ordre  $m_1 = 8$  (zone grise figure 3.29) nous identifions trois structures avec différentes valeurs de FDM :  $S_1$ , au centre du plateau, possède une  $FDM = -2 \times 10^{-4}\%$ , c'est-à-dire quasi-nul ;  $S_2$  se trouve à la fin du plateau et possède une FDM négative (légère convergence) de l'ordre de  $-2\%$  et  $S_3$  qui se trouve au début du plateau et possède une FDM positive (légère divergence) de l'ordre de  $2\%$ . Comme nous le verrons par la suite (section 3.3.5 on page 72), ces différents points de fonctionnement donnent en fait des performances relativement similaires pour des composants de taille finie. En pratique, pour les tailles de dispositifs que nous avons étudiées, une FDM de quelques pourcents donne une MSC quasi-parfaite.

### 3.3.5 Validation FDTD

Dans cette section nous validons les performances de nos structures, en termes de transmission, de réflexion et de MSC.

Dans un premier temps nous nous intéressons à la structure  $S_1$ . Nous étudions notamment son acceptation angulaire et mettons en évidence une première limitation physique de notre empilement, à savoir l'acceptation angulaire limitée dans un multicouche sous incidence oblique.

Dans un deuxième temps, nous analysons l'impact d'une FDM non nulle. Nous étudions les propriétés de transmission, de réflexion et de MSC pour les structures  $S_2$  et  $S_3$  et démontrons que pour des composants de taille finie, il est possible d'obtenir une MSC correcte.

#### Validation FDTD de la structure $S_1$

Les paramètres qui correspondent à la structure  $S_1$  sont les suivants :  $d_2 = 7$ ,  $\theta_1 = 27,16^\circ$ ,  $d_1 = 7,542$  et  $u_0 = 0,2091$ . Nous étudions dans un premier temps l'acceptation angulaire de cette structure. Nous simulons la propagation d'un faisceau dans un MPhC sur  $200 [a]$ , ce qui correspond à 14 mésopériodes, avec une résolution spatiale de  $16/[a]$ . La source se propage suivant l'axe horizontal X et la structure MPhC est tournée de sorte que l'angle d'incidence entre le faisceau et la première interface PhC soit  $\theta_1$ . Nous utilisons une source temporellement gaussienne centrée à la fréquence  $u_0$  avec une largeur  $du = 0,1$ . Le profil spatial de la source est gaussien suivant l'axe vertical Y et de waist  $W_0$ . Pour étudier l'acceptation angulaire de la source, nous varions le waist de la source entre  $W_0 = 5 [a]$  et  $W_0 = 40 [a]$ .

Les figures 3.30 (a) et (b) montrent la distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique pour une source de waist  $W_0 = 5 [a]$  et  $W_0 = 40 [a]$ , à la fréquence  $u_0$  prédite par notre méthode de conception (ligne verticale en pointillés figures 3.30 (c) et (d)). Dans les deux figures, nous superposons la distribution de l'intensité du champ magnétique, la géométrie du MPhC, le repère local du MPhC  $(x, y)$  et l'angle  $\Theta \simeq 34,75^\circ$  de déviation prédit par notre modèle par rapport à l'axe  $x$ . Pour les deux figures 3.30 (a) et (b), la simulation FDTD donne un angle  $\Theta \simeq 35,86^\circ$ , ce qui est en bon accord avec la prédiction théorique (erreur relative de  $3,2\%$ ).

Dans le cas du faisceau de plus faible extension ( $W_0 = 5 [a]$ ), on distingue sur la figure 3.30 (a) l'apparition d'un faisceau secondaire en-dessous du principal, ainsi qu'une réflexion parasite au niveau de la première interface.

Pour mieux observer ces faisceaux, la figure 3.31 reprend les données présentées sur la figure 3.30 (a), mais avec deux échelles de couleurs : (a) même échelle que précédemment, (b) échelle saturée. On observe nettement sur la figure 3.31 (b)

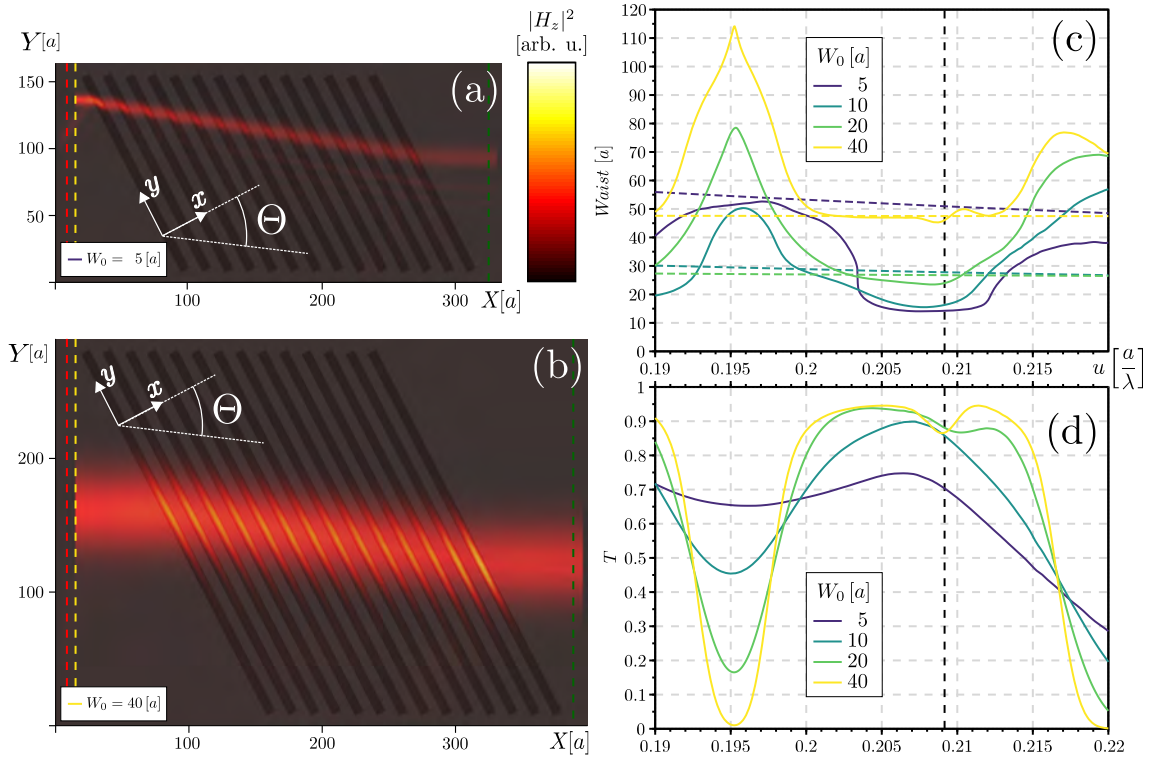


FIGURE 3.30 – Performances optiques de la structure  $S_1$ , les plans de réflexion, de la source et de transmission sont représentés par les lignes en pointillés verts, jaunes et rouges respectivement. Distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique à la fréquence  $u_0$  (a) pour un waist  $W_0 = 5$  [a], (b) pour un waist  $W_0 = 40$  [a]. (c) Évolution du waist au plan de transmission, en fonction de la fréquence réduite, pour différentes valeurs de  $W_0$  (traits pleins) et évolution similaire dans un matériau massif homogène de même longueur (traits pointillés). (d) Spectre en transmission pour différentes valeurs de  $W_0$ .

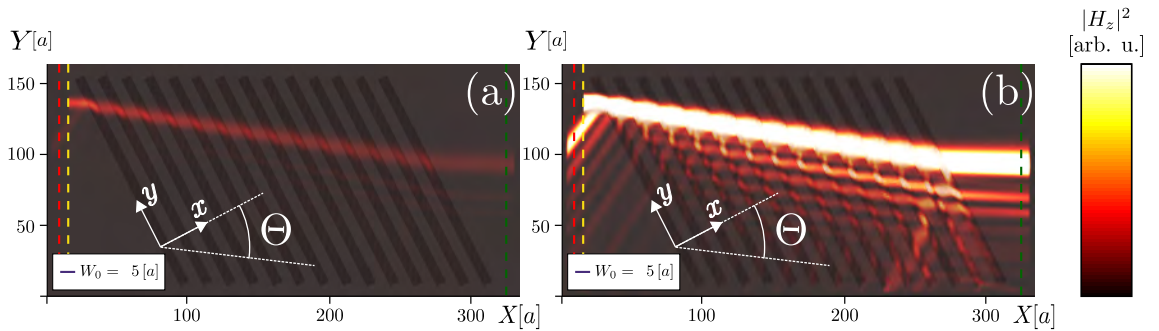


FIGURE 3.31 – Mise en évidence des faisceaux secondaires et des réflexions parasites pour un waist  $W_0 = 5$  [a] : (a) échelle d'intensité normale ; (b) échelle saturée, on observe clairement des faisceaux secondaires en transmission et réflexion.

l'apparition de toute une série de faisceaux secondaires tant en transmission qu'en réflexion, ces faisceaux étant dus aux réflexions à chaque interface.

Une première interprétation est que cela provient du mauvais recouvrement entre le faisceau incident principal et les divers faisceaux réfléchis à l'intérieur du milieu. Ce faible recouvrement dégrade les effets d'interférences destructrices sur lesquels repose l'effet d'antireflet. La figure 3.30 (b) montre bien que pour des faisceaux plus

larges, nous n'obtenons pas ces faisceaux secondaires. Les multiples faisceaux ont un meilleur recouvrement et donc on obtient un meilleur effet d'antireflet. Il s'agit là d'une traduction en termes de faisceaux de la notion d'acceptance angulaire de nos structures.

Nous pouvons étudier aussi les performances optiques (transmission, réflexion et waist transmis) en fonction de la largeur  $W_0$  du faisceau. Cette étude permettra de déduire l'acceptance angulaire, en termes de transmission, de réflexion et de qualité de MSC, de notre MPhC.

La figure 3.30 (c) montre le spectre du waist transmis pour différentes valeurs de waist de la source  $W_0$ . Les waist au plan de transmission pour la structure MPhC sont représentés par les lignes continues, alors que les traits pointillés représentent les waists obtenus après propagation dans une longueur équivalente de matériau massif. La ligne verticale en pointillés représente la fréquence réduite prédite par le modèle  $u_0$ . Nous observons que quelque soit  $W_0$ , il existe une plage autour de  $u = 0,208$  pour laquelle le waist transmis dans la structure (courbes en continu) est inférieur ou égal au waist obtenu dans un matériau homogène (ligne en pointillés), ce qui est une signature du phénomène de MSC. Cette fréquence est très proche de la fréquence  $u_0$  prédite par notre modèle (ligne verticale en pointillés noire).

Nous observons aussi que la largeur de la plage d'autocollimation dépend du waist  $W_0$ . Pour le waist  $W_0 = 5 [a]$ , la largeur de cette plage vaut  $du \simeq 0,007$  et pour le waist  $W_0 = 40 [a]$ , la largeur de cette plage vaut  $du \simeq 0,013$ . Cette dépendance provient notamment de la largeur des isofréquences plates pour la structure MPhC complète, qui fixe l'acceptance angulaire de l'autocollimation. Pour quantifier cette extension, il faudrait calculer le diagramme de bandes d'une mésopériode [7]. Nous pouvons aussi noter que ces plages d'autocollimation ont une largeur fréquentielle du même ordre de grandeur que dans le cas d'un MPhC en incidence normale.

La figure 3.30 (d) montre l'impact du waist de la source sur les performances de transmission du MPhC. La transmission  $T$  augmente avec le waist de la source, d'une valeur maximale de 70% pour  $W_0 = 5 [a]$  jusqu'à 95% pour  $W_0 = 40 [a]$ . Lorsque nous augmentons le waist de la source nous observons aussi l'apparition d'une faible ouverture de bande (voir minima local à  $u = 0,2091$  dans figure 3.30 (d)). Une ouverture similaire, proche de la fréquence réduite prédite, a déjà été mise en évidence dans le cas d'une incidence normale (voir figure 3.18 (a)). Nous attribuons la faible transmission de notre MPhC à l'angle d'incidence important  $\theta_1$ .

Cette simulation sur une faible distance de propagation, nous a permis de déterminer la fréquence optimale  $u_1 = 0,2083$ .

Nous simulons maintenant la propagation d'une source continue à travers une structure  $S_1$  mais sur 1200 [a] de long (83 mésopériodes).

La figure 3.32 montre la distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique pour différentes conditions : (a) à  $u_0 = 0,2091$  la fréquence prédite par notre modèle ; (b) à  $u_1 = 0,2083$  la fréquence optimale et (c) à  $u_1$  dans un milieu des mêmes dimensions mais entièrement homogène d'indice  $n_1$ . Pour les trois simulations le waist de la source est  $W_0 = 20 [a]$ .

Sur une telle distance de propagation le phénomène de MSC est nettement visible, lorsque l'on compare les profils transverses des champs avec la simulation de référence dans un milieu homogène. Pour la fréquence prédite (figure 3.32 (a)) nous observons l'apparition des faisceaux secondaires le long de la propagation. Ces faisceaux sont liés au faible décalage entre la fréquence optimale  $u_1$  et la fréquence réduite  $u_0$ . Pour

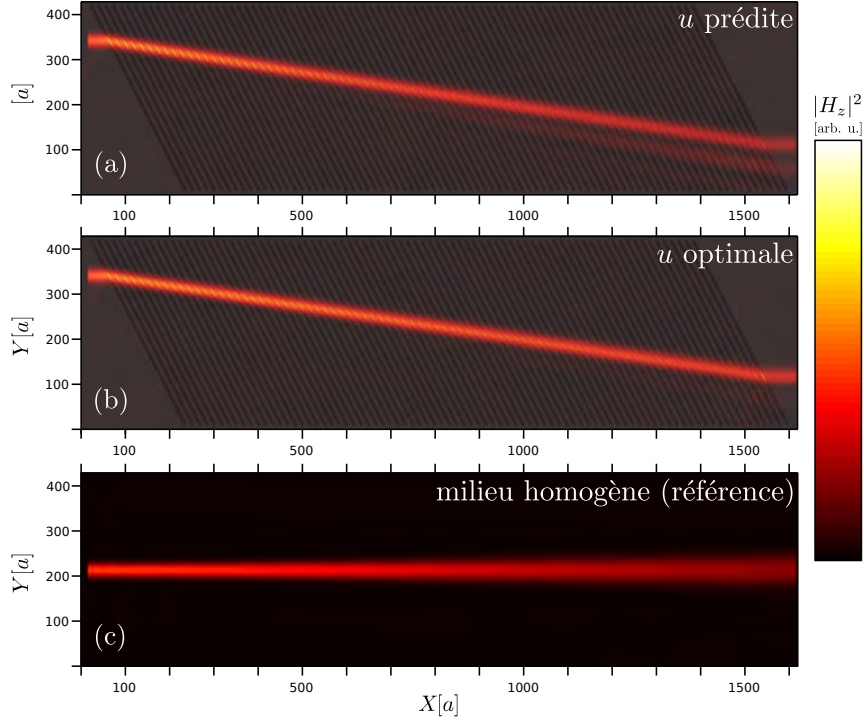


FIGURE 3.32 – Pour une structure  $S_1$  et un waist de la source  $W_0 = 20$ . La distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique. (a) A la fréquence prédite  $u_0$ . (b) A la fréquence optimale  $u_1$ . (c) A la fréquence optimale dans un milieu complètement homogène.

la fréquence optimale (figure 3.32 (b)) ces faisceaux existent encore mais possèdent une plus faible intensité. Leur présence est attribuée à l'acceptance angulaire de notre structure. La transmission à la fréquence prédite  $u_0$  est de 74,3% et le waist transmis est de  $W = 19,9 [a]$ . Pour la fréquence optimale  $u_1$ , la transmission est de 82,5% et le waist transmis est de  $W = 19,4 [a]$ . Pour la simulation de référence le waist transmis est de 39 [a].

A première vue, la transmission de la structure  $S_1$  semble nettement inférieure aux structures MSC en incidence normale, pour une étude en 2D. Cependant les structures en incidence normale présentées dans ce manuscrit et qui existent dans la littérature, fonctionnent à l'intérieur du cône de lumière, et donc pour une propagation en 3D les pertes verticales réduisent fortement leur transmission réelle [5]. Notre méthode de conception permet de concevoir des structures offrant une MSC sur une distance non triviale, en incidence oblique et sous le cône de lumière.

Les résultats présentés ici permettent aussi de pointer une limitation physique majeure des structures AR-MSC en incidence oblique : une acceptance angulaire limitée qui dérive de la propagation d'un faisceau dans un empilement multicouches en incidence oblique. Cette limitation dégrade la qualité de l'AR et donc diminue la transmission des structures comme le montre la figure 3.30 (d).

Il nous reste encore à répondre à une dernière question : celle de l'impact d'une courbure résiduelle non nulle sur la propagation d'un faisceau. Pour cela nous réalisons la même étude avec des structures qui présentent une FDM de l'ordre de quelques pourcents.

### Influence de la FDM

Nous avons validé les propriétés de AR et MSC pour une structure possédant une FDM très proche de zéro. Cette étude permettra de quantifier l'impact d'une valeur plus élevée de FDM sur les performances AR et MSC.

Nous nous intéressons aux structures  $S_2$  et  $S_3$  de la figure 3.29 (c). Elles possèdent des valeurs de FDM supérieures, de deux ordres de grandeurs, à celle de  $S_1$ . Les paramètres de la structure  $S_2$  sont les suivantes :  $d_1 = 7,53$ ,  $u = 0,2101$ ,  $\theta_1 = 27,46^\circ$  et  $FDM = -0,019$ . Les paramètres de la structure  $S_3$  sont les suivantes :  $d_1 = 7,56$ ,  $u = 0,2079$ ,  $\theta_1 = 26,78^\circ$  et  $FDM = 0,025$ .

Nous étudions le spectre en transmission et le waist transmis par les deux structures sur une courte propagation (200 [a], 14 méospériodes). Nous utilisons une source temporelle gaussienne  $u = 0,21$  avec une largeur  $du = 0,1$  et un profil spatial gaussien de waist  $W_0 = 20$  [a] avec une résolution spatiale de 16pixels/a. Nous utilisons les mêmes paramètres de simulation que pour la structure  $S_1$ .

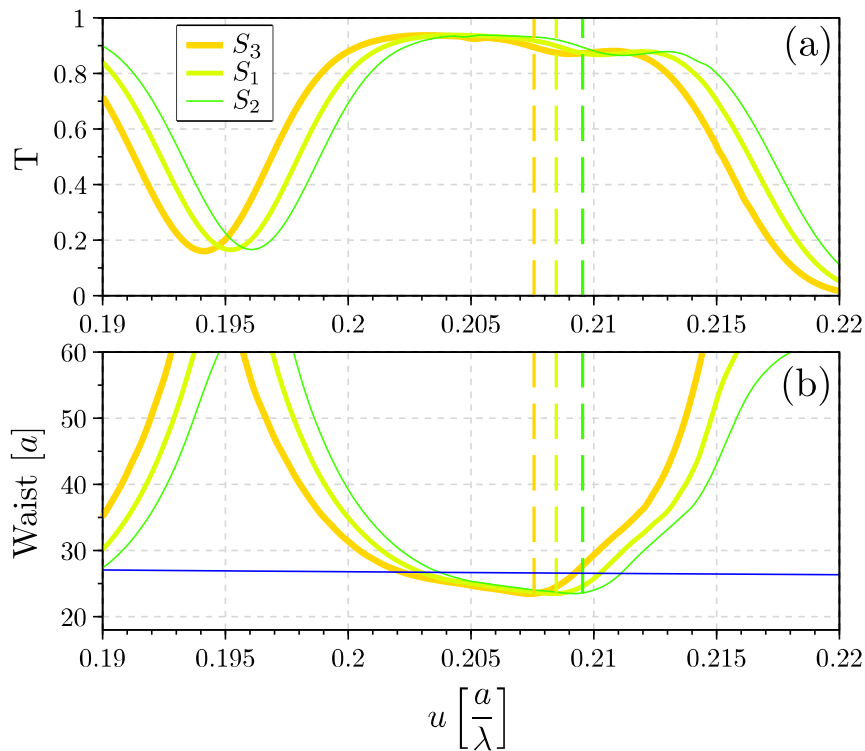


FIGURE 3.33 – Pour les structures  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  et une distance de propagation de 200 [a]. (a) Spectre en transmission en fonction de la fréquence réduite. (b) Waist transmis en fonction de la fréquence réduite. Les lignes verticales en pointillées représentent la fréquence réduite pour la meilleure MSC. La ligne bleue représente le waist transmis pour une propagation dans un milieu de même dimension et entièrement homogène.

La figure 3.33 (a) montre les spectres en transmission pour les différentes structures en fonction de la fréquence réduite. La figure 3.33 (b) montre les waists transmis pour les différentes structures en fonction de la fréquence réduite. La ligne bleue représente le waist transmis dans une structure de même dimension entièrement homogène. Les lignes verticales en pointillées représentent, pour chacune des trois structures, la fréquence réduite optimale  $u_1$ .

Les trois structures présentent des performances similaires en termes de transmission maximale et waist collimaté. Seul un léger décalage en fréquence optimale  $u_1$  (lignes en pointillées) est observable. Nous concluons qu'il n'y a pas besoin d'avoir une  $FDM \simeq 0$  (MSC parfaite) pour obtenir des structures AR-MSM de taille finie.

### Versatilité de la méthode

Nous nous intéressons maintenant à démontrer la versatilité de notre méthode de conception. Nous étudions donc une troisième structure différente, comportant une plus grande longueur de PhC, choisie arbitrairement à  $d_2 = N = 8$ .

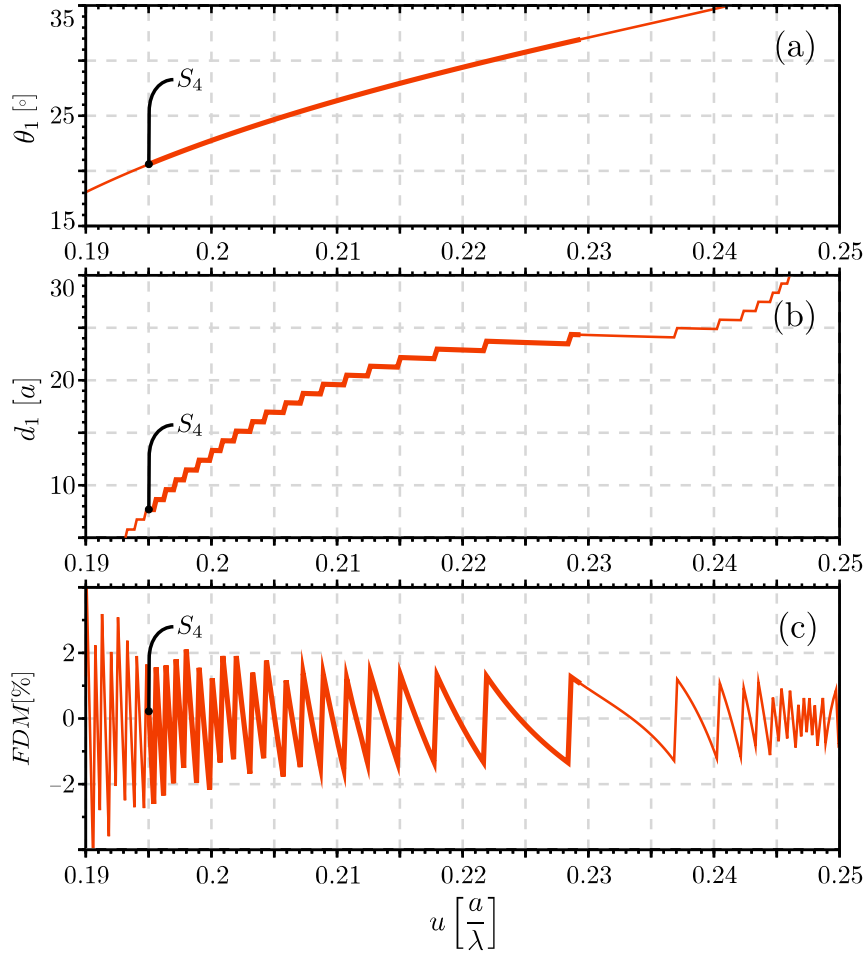


FIGURE 3.34 – Caractéristiques du milieu homogène en fonction de la fréquence réduite. Nous représentons en gras les points sans pertes par diffraction. (a) Angle d'incidence dans le milieu homogène  $\theta_1$ . (b) Longueur de milieu homogène  $d_1$ , chaque plateau correspond à un ordre  $m_1$  différent. (c) FDM associée à chaque longueur  $d_1$ . Les marques  $S_4$  correspondent à la structure choisie.

La figure 3.34 montre l'ensemble des paramètres du milieu homogène déterminés avec notre méthode. Pour cette nouvelle configuration de PhC avec  $N = 8$  les longueurs de milieu homogène (figure 3.34 (b)) sont bien supérieures à celles pour  $N = 7$  (voir figure 3.29 (b)). La longueur de milieu homogène doit compenser la convergence du faisceau dans le PhC, cette convergence est proportionnelle à la longueur du milieu PhC et donc au nombre de rangées de trous  $N$ . Pour une longueur de milieu PhC plus grande, il faut une longueur de milieu homogène plus grande.

Afin de limiter le temps de calcul des simulations FDTD, nous choisissons d'étudier une structure avec une courte distance  $d_1$  (point  $S_4$  dans la figure 3.34). Pour cette structure les paramètres géométriques sont les suivants :  $d_1 = N = 8 [a]$ ,  $d_2 = 7,68 [a]$ ,  $\theta_1 = 20,60^\circ$ ,  $u_0 = 0,1944$ . Pour valider le bon fonctionnement de cette structure, une simulation est réalisée sur une distance de  $200 [a]$ , ce qui correspond à 14 mésopériodes et une résolution spatiale de  $16/a$ . La source est temporellement gaussienne centrée en  $u_0$  et de largeur  $du = 0,1$ , de profil spatial gaussien avec un waist  $W_0 = 20 [a]$ .

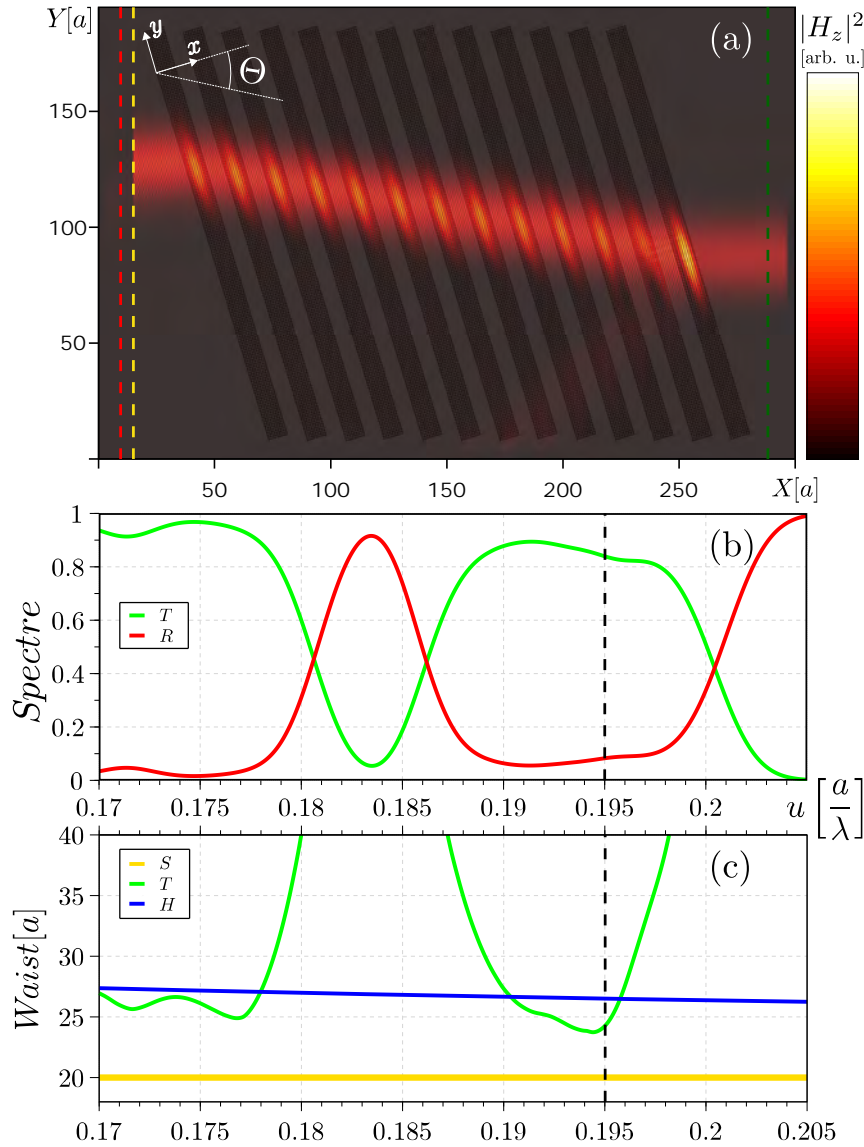


FIGURE 3.35 – Pour la structure  $S_4$ . (a) Distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique à la fréquence prédite  $u_0$ . Les plans de réflexion, de la source et de transmission sont représentés par les lignes en pointillées vertes, jaune et rouges. (b) Spectre en transmission (vert) et en réflexion (rouge) de la structure. (c) Évolution du waist au plan de transmission (vert) en fonction de la fréquence réduite. Le waist de la source est représenté en jaune et le waist homogène en bleu. La fréquence prédite  $u_0$  est représentée par la ligne verticale en pointillées.

La figure 3.35(a) montre la distribution de l'intensité du champ magnétique

à la fréquence  $u_0$  prédit par notre modèle (ligne verticale en pointillée de la figure 3.35 (b)). La figure 3.35 (b) montre le spectre au plan de transmission (vert) et au plan de réflexion (rouge). La figure 3.35 (c) montre l'évolution du waist au plan de transmission (vert), le waist de la source (jaune) et le waist au plan de transmission pour une propagation dans un milieu entièrement homogène (bleu), en fonction de la fréquence réduite.

La figure 3.35 (a) montre que le faisceau reste collimaté le long de sa propagation dans le MPhC. La déviation du faisceau  $\Theta = 30,3^\circ$ , obtenue à partir de cette figure est proche de la prédiction  $\Theta = 29,3^\circ$ . Les figures 3.35 (b) et (c) montrent une autocolimation correcte autour de la fréquence  $u_1 = 0,195$ , avec un waist transmis  $W_1 \simeq 24 [a]$  et une transmission supérieure à 80%, alors que le waist dans un milieu homogène est de l'ordre de 27 [a].

Notre méthode de conception fonctionne donc parfaitement dans ce nouveau cas d'étude. Le fait d'augmenter la taille du milieu PhC n'affecte pas les propriétés de MSC. Cependant une plus longue section de milieu homogène doit être utilisée afin de compenser la convergence dans le PhC. Cela affecte l'acceptance angulaire des structures et donc la qualité du AR est dégradée, ce qui résulte en une chute de la transmission.

### 3.3.6 Validité de la limite de diffraction

Nous avons introduit dans notre modèle un critère de limite de diffraction. Dans cette section, nous justifions cette introduction en étudiant une structure ne respectant pas ce critère. Notre but est de montrer que notre méthode de conception permet de modéliser correctement l'interface avec le PhC et donc de retrouver les ordres diffractés dans une structure AR-MS C.

Pour cette étude nous utilisons une configuration PhC en maille carrée avec  $N = 7$  rangées de trous. Nous utilisons à nouveau la branche  $m_2 = 6$  (figure 3.28) mais travaillons avec une structure qui se situe à l'intérieur de la zone de diffraction (branche  $m_2 = 6$  dans la zone grise hachurée de la figure 3.8). Les paramètres de conception de la structure sont  $d_1 = 11,74 [a]$ ,  $\theta = 34,26^\circ$  et  $u_0 = 0,235$ . La FDM calculée est de 0,007.

Nous simulons par FDTD la propagation d'un faisceau dans cette structure. La simulation est faite sur une distance de 200 [a] avec une résolution de 16 pixels/a. Nous utilisons une source continue à la fréquence  $u_0$  avec un profil spatial gaussien de waist  $W_0 = 20 [a]$ . La figure 3.36 montre la distribution spatiale en intensité du champ magnétique, au niveau de la première interface avec le MPhC. Le vecteur d'onde incident  $\vec{k}_1$  est représenté en bleu, il arrive avec un angle d'incidence  $\theta_1$  par rapport à la normale aux interfaces.

Nous observons une première réflexion parasite en jaune qui résulte de la mauvaise acceptation angulaire de notre empilement. Elle se propage vers le milieu homogène avec un angle  $\theta_r = -\theta_1$ . Nous observons un deuxième faisceau en vert qui se propage vers le milieu homogène. Graphiquement ce faisceau se propage avec un angle  $\theta_{-1} = 68,52^\circ$ , par rapport à l'axe  $x$ .

Cet angle correspond très bien avec celui de l'ordre diffracté  $-1$  par l'interface du PhC. En effet celui-ci possèdera alors une composante tangentielle  $k_y^{-1} = k_y - K_G = 0,623$  (avec  $K_G = 1$  ici). Cette composante tangentielle correspond à un angle de propagation de  $\theta_{-1} = \arcsin(k_y^{-1}/(n_1 u)) = 68,47^\circ$  selon notre méthode de



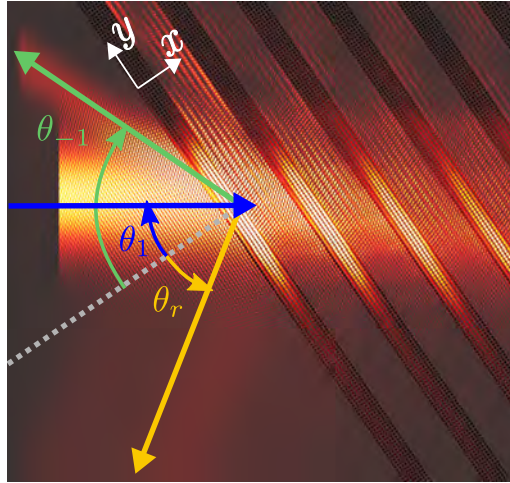


FIGURE 3.36 – Distribution spatiale de l'intensité du champ magnétique au niveau de la première interface. Sont représentés : en bleu, le vecteur d'onde d'incidence  $k_0$  ; en vert, le vecteur d'onde diffracté  $k_{-1}$  ; en jaune, le vecteur d'onde de la réflexion parasite  $k_r$ . Les angles de propagation  $\theta_1, \theta_{-1}, \theta_r$  sont calculés par rapport à la perpendiculaire aux interfaces du MPhC. Nous avons saturé l'échelle des couleurs pour mieux distinguer l'ordre diffracté.

conception.

L'erreur relative entre la valeur prédite par notre modèle et la valeur issue de la simulation est inférieure à 1%. Nous modélisons donc correctement les phénomènes de diffraction aux interfaces du PhC. Enfin, sur la figure 3.36, on voit clairement que cette énergie diffractée s'étale dans les sections de matériau homogène dans la structure mésoscopique, détruisant totalement l'effet recherché d'autocollimation mésoscopique, ce qui justifie à posteriori notre introduction de la règle de non-diffraction par les interfaces dans notre modèle.

### 3.4 Autocollimation mésoscopique maille hexagonale

Les structures AR/HR-MSK n'ont jamais été étudiées pour une configuration du milieu PhC en maille hexagonale (figure 3.2 (b)). Cette section présente les travaux préliminaires visant à appliquer notre nouvelle méthode de conception à ce type de maille.

Elle s'organise de la manière suivante : nous étudions dans un premier temps la configuration naturelle (voir figure 3.37). Pour cette configuration, nous cherchons à concevoir des structures AR/HR-MSK en incidence normale aux interfaces (propagation suivant  $\Gamma K$ ). Nous démontrons que les effets de diffraction rendent impossible la propagation à l'intérieur du PhC, notamment à cause de la période  $G$  du cristal aux interfaces.

Dans un deuxième temps nous étudions la configuration avec maille hexagonale tournée. Cette configuration permet d'orienter la direction  $\Gamma M$  parallèle à l'axe horizontal du MPhC (milieu bleu figure 3.39). Le fait de tourner la maille de 30 degrés permet de changer la périodicité  $G$  aux interfaces du PhC. Cependant suivant cette la direction  $\Gamma M$ , les isofréquences ne présentent pas de courbure négative, il sera donc impossible d'obtenir un MSC pour une propagation en incidence normale.

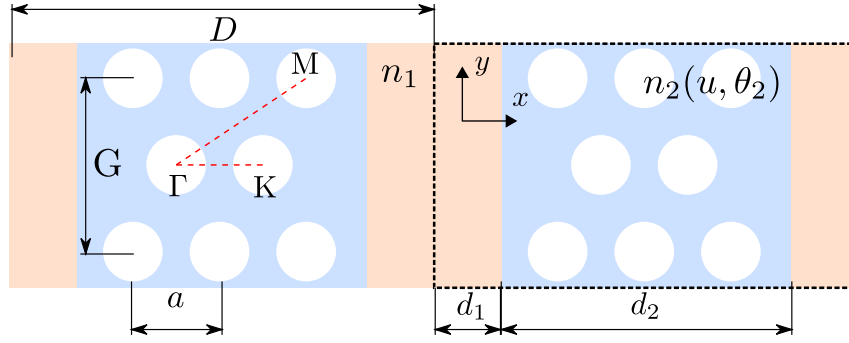


FIGURE 3.37 – Structure considérée. En bleu le milieu PhC en maille hexagonale pour une propagation suivant  $\Gamma K$ , en orange le milieu homogène. Les lignes en pointillées délimitent une cellule mésoscopique (ou mésopériode).

Nous donnons quelques éléments qui laissent penser qu'il est possible d'obtenir des structures AR-MSA mais uniquement en incidence oblique.

### 3.4.1 Maille hexagonale naturelle, direction $\Gamma K$

Nous souhaitons concevoir des structures AR/HR-MSA dans une maille hexagonale naturelle. Pour cette structure nous étudions la direction de propagation  $\Gamma K$ . La maille mésoscopique utilisée est représentée en figure 3.37.

À l'échelle du paramètre de maille  $a$ , le milieu bleu est constitué de  $N$  rangées de trous, d'indice optique  $n_2$  et d'indice de courbure  $n_{c2}$ , tous deux fonction de la fréquence réduite et de l'angle de propagation. À l'échelle mésoscopique il est assimilé à un milieu homogène de longueur  $d_2 = N/2$  (convention de la figure 3.4). Le milieu homogène (en orange) est assimilé aux deux échelles à un milieu de longueur  $d_1$  et d'indice optique et de courbure  $n_1$ . La distance  $D = d_1 + d_2$  est la taille d'une mésopériode.

Dans cette configuration,  $G = \sqrt{3}[a]$  et  $K_G = 1/\sqrt{3}[2\pi/a]$  et  $k_y = 0$ ). La condition de non diffraction (équation (3.3)) prend donc la forme de :

$$u < \frac{1}{n_1\sqrt{3}} = u_{max} \quad (3.25)$$

En fonction de l'indice du milieu homogène cette équation impose une valeur maximale  $u_{max}$  à ne pas dépasser pour éviter les phénomènes de diffraction. Dans nos cas d'étude, pour  $n_1 = 2,85$  (membrane passive à  $\lambda = 1550$  nm) la valeur à ne pas dépasser est  $u_{max} = 0,2025$ , et pour  $n_1 = 3,25$  (membrane active à  $\lambda = 980$  nm) la valeur à ne pas dépasser est  $u_{max} = 0,1776$ .

Les fréquences réduites que nous considérons dans notre méthode de conception sont celles qui assurent un indice de courbure négatif, ceci afin de compenser la divergence du faisceau dans le milieu homogène. Pour une propagation suivant  $\Gamma K$ , ces fréquences sont forcément supérieures à la fréquence d'autocollimation dans le PhC ( $u_{sc}$  telle que  $n_{c2} = 0$ ). Si  $u_{sc} > u_{max}$ , toutes les solutions possibles de MSA subiront des pertes par diffraction planaire.

Nous commençons donc par tracer l'évolution de la fréquence  $u_{sc}$  en fonction du rayon  $r$  et des indices optiques  $n_1$  de travail (figure 3.38).

Nous observons que quelque soit la configuration du milieu PhC (rayon et indice),

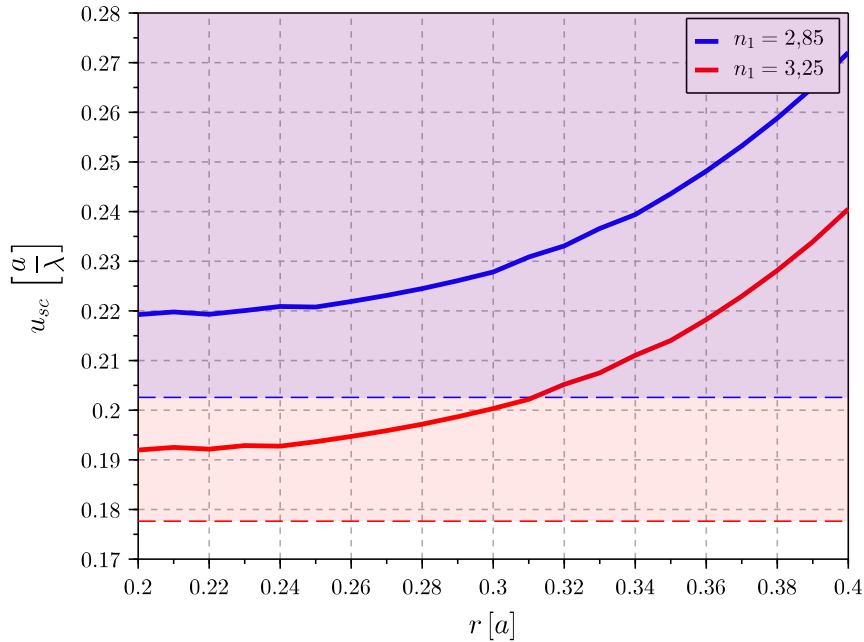


FIGURE 3.38 – Évolution de la fréquence de SC suivant la direction  $\Gamma K$  en fonction du rayon de trous  $r$  et de l'indice  $n_1$  (lignes continues) pour deux indices effectifs de la membrane. Les lignes pointillées sont les limites de diffraction en incidence normale pour la maille en configuration naturelle (Equation (3.25)). Les zones colorées sont les zones de diffraction.

la fréquence d'autocollimation  $u_{sc}$  est supérieure à la fréquence  $u_{max}$  déterminée par la limite de diffraction (lignes pointillées sur la figure).

Tous les points de fonctionnement susceptibles de compenser la divergence du faisceau dans le milieu homogène engendrent donc des pertes par diffraction planaire. Notre méthode de conception permet ainsi de conclure qu'il est impossible concevoir des structures AR/HR-MSA suivant une direction de propagation perpendiculaire aux interfaces pour la configuration avec la maille hexagonale naturelle.

### 3.4.2 Maille hexagonale tournée, direction $\Gamma M$

Il est donc pertinent de se demander si le fait de changer l'orientation du cristal, et donc la périodicité aux interfaces, permettrait de travailler avec une fréquence maximale plus élevée, laissant un intervalle de fréquence réduite non-nul pour des solutions de MSA.

Le MPhC que nous considérons est représenté par la figure 3.39. A l'échelle du paramètre de maille  $a$ , le milieu bleu est constitué de  $N$  rangés de trous, d'indice optique  $n_2$  et d'indice de courbure  $n_{c2}$ , tous deux fonction de la fréquence réduite et l'angle de propagation. A l'échelle mésoscopique il est assimilé à un milieu homogène de longueur  $d_2 = N\sqrt{3}/2$  (convention de la figure 3.4). Le milieu homogène (en orange) est assimilé aux deux échelles à un milieu de longueur  $d_1$  et d'indice optique et de courbure  $n_1$ . La distance  $D = d_1 + d_2$  est la taille d'une mésopériode. Suivant la direction  $\Gamma M$  les isofréquences ne possèdent pas de courbure négative, il est donc impossible d'obtenir une MSA en incidence normale, nous étudions donc la possibilité d'obtenir des structures AR-MSA en incidence oblique.

Pour cette configuration  $G = 1 [a]$ ,  $K_G = 1 [2\pi/a]$  et la condition de non diffrac-

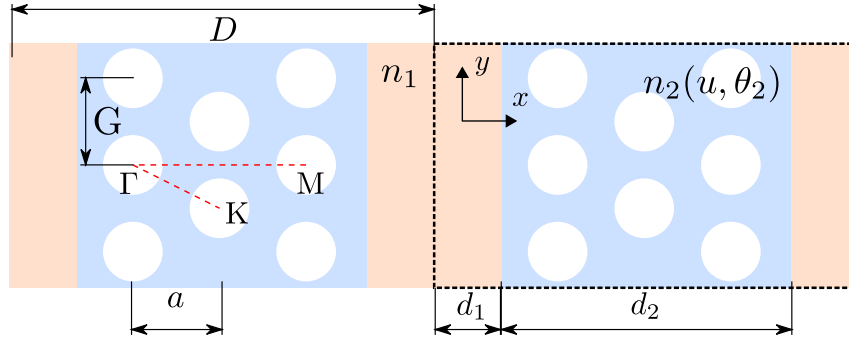


FIGURE 3.39 – Structure considérée. En bleu le milieu PhC en maille hexagonale tournée de 30 degrés, en orange le milieu homogène. Les lignes en pointillées délimitent une cellule mésoscopique (ou mésopériode).

tion prend la forme suivante :

$$|k_y| - 1 < -n_1 u \quad (3.26)$$

Nous pouvons donc tracer cette limite en fonction de  $u$  (ligne bleue continue figure 3.40). Plutôt que de la comparer à la fréquence d'autocollimation dans le PhC (qui peut prendre de nombreuses valeurs en fonction de la direction de propagation), nous comparons cette limite à la plus haute fréquence de la première bande du cristal hexagonal (lignes pointillées sur la figure).

Nos points de fonctionnement doivent se trouver à gauche de la ligne de limite de diffraction. Hors ceux-ci sont forcément à gauche des lignes pointillées qui indiquent les fréquences maximales de la première bande du PhC. Il sera donc possible a priori de trouver des solutions à nos ensembles d'équation dans ce type de mésocellule. En particulier, pour des petits trous ( $r \leq 0,28 [a]$ ), l'ensemble de la première bande est protégée des pertes par diffraction planaire, ce qui laisse la plus large gamme possible de fréquences réduites pour d'éventuelles solutions de MSC. De telles configurations (maille hexagonale tournée avec des trous de petites tailles) constituent donc des configurations de choix pour de futures études.

### 3.5 Conclusion

Nous avons donc pu établir une méthodologie générique de conception de structures MSC.

Pour mettre en place cette méthodologie, nous avons dû généraliser le propagateur proposé par [2], pour l'appliquer hors des directions de haute symétrie. L'analyse des conditions de réflexion aux interfaces du MPhC a conduit aussi à nous interroger sur la pertinence des équations d'autocollimation mésoscopique dans le cas d'interfaces partiellement réfléchissantes : comment définir la divergence ou la convergence d'un faisceau faisant plusieurs allers/retours entre deux interfaces ? L'équation fondatrice de la MSC  $L_1/n_{c1} + L_2/n_{c2} = 0$  a-t-elle encore un sens pour des faisceaux se séparant en plusieurs sous-faisceaux, chacun suivant un parcours différent ? Comment dans ce cas définir les distances  $L_1$  et  $L_2$  ?

Ces réflexions sont à l'origine du choix de priorisation du contrôle des réflectivités.

Par rapport aux méthodologies précédentes, le choix de priorisation du contrôle des réflectivités sur la qualité de l'autocollimation nous a permis d'obtenir un algo-

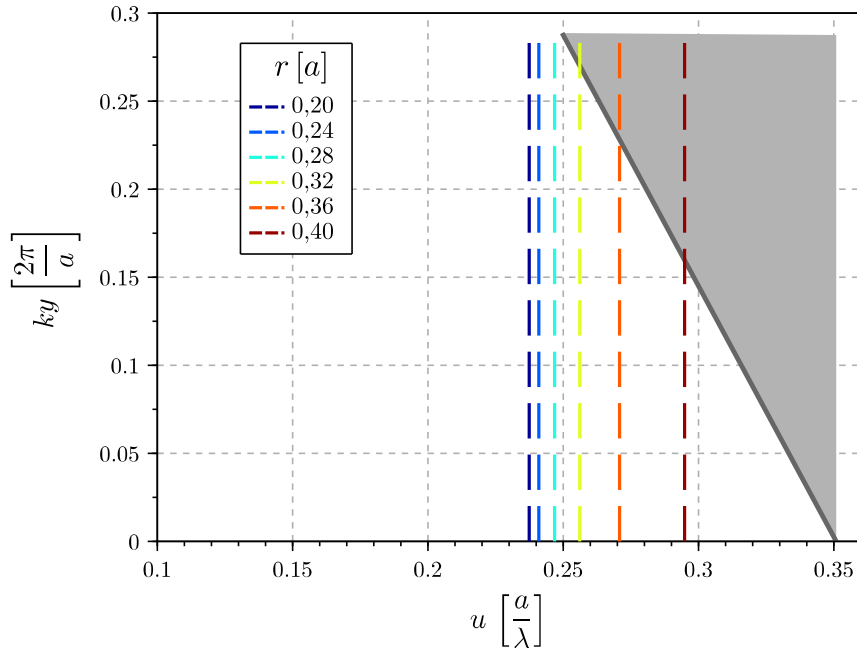


FIGURE 3.40 – Limite de diffraction (ligne grise) en fonction de la configuration de PhC, pour  $k_y$  dans l'IBZ et différents valeurs de  $r$ . La zone grisée correspond à la zone de diffraction. Les lignes en pointillés représentent la fréquence maximale de la première bande du diagramme de bandes, pour chaque valeur de  $r$ .

rithme de recherche univoque ne demandant pas de trier parmi les solutions potentielles des différents systèmes d'équation régissant l'autocollimation mésoscopique.

Par ailleurs, nous avons inclus pour la première fois dans la méthodologie de conception des conditions permettant de limiter les pertes de propagation par diffraction planaire et diffraction verticale. L'analyse des mécanismes de rupture de la propagation des faisceaux dans les structures MSC nous a poussé à mettre en évidence une limite, que nous avons appelée limite de diffraction, originale. Cette règle nous permet ainsi aussi de comprendre pourquoi aucune structure MSC à base de cristaux photoniques hexagonaux n'a pu être démontrée en incidence normale.

L'application de notre technique de conception à des structures fonctionnant en incidence normale nous a permis de retrouver des structures très proches de celles déjà étudiées, et présentant des performances relativement similaires.

Par contre, il peut être intéressant de noter que notre méthodologie ne nous a pas permis de retrouver les structures MSC démontrées dans [7]. En effet, la longueur très courte de PhC de celle-ci ne supporte aucun ordre AR dans la gamme de fréquences permettant d'obtenir un indice de courbure négatif. Il s'agit peut-être ici d'une des limites de cette méthodologie, qui ne permet que d'étudier des structures parfaitement AR ou HR.

Enfin, nous avons pu dimensionner des structures MSC susceptibles d'être réalisées dans la filière sur membranes GaAs/AlGaAs disponible au laboratoire. Nos travaux suivants ont donc visé à développer et améliorer un procédé technologique permettant ces réalisations expérimentales.

# Chapitre 4

## Procédé technologique de fabrication

Le chapitre précédent nous a permis de valider une méthode de conception paramétrique des structures à autocolimation mésoscopique en incidence oblique. Notre méthode permet d'avoir l'ensemble des paramètres géométriques pour fabriquer ces structures, tout en minimisant les pertes planaires et hors du plan. Notre modèle est entièrement basé sur une étude en deux dimensions (plan du cristal photonique). En pratique, la technologie des membranes suspendues dans l'air garantit un confinement vertical de la lumière. Nous nous intéressons maintenant à la mise en place d'un procédé de fabrication de membranes suspendues dans l'air pour la filière III-V.

Notre procédé de fabrication doit respecter les mêmes contraintes que notre méthode de conception : minimiser les pertes et préserver le gain optique. Il est composé de trois étapes clés : une lithographie (optique ou électronique) qui permet de définir les motifs photoniques, une étape de gravure sèche qui permet le transfert des motifs soit d'un masque en résine vers la membrane, soit d'un masque en résine vers un masque dur puis vers la membrane et finalement une étape de gravure humide, aussi appelée étape de libération, qui permet de graver un matériau sacrificiel se situant sous la membrane.

Nous utilisons la filière des semi-conducteurs III-V (In)GaAs/AlGaAs sur substrat GaAs. Sur ce substrat on fait croître par épitaxie par jet moléculaire une couche sacrificielle puis l'empilement membranaire. La gravure humide doit attaquer uniquement la couche sacrificielle. Il faut donc trouver des couples couche sacrificielle/couche membranaire qui permettent une gravure humide sélective. Pour les membranes en GaAs la couche sacrificielle est composée en  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  avec  $x > 40\%$ . Dans le cas des lasers à semi-conducteur, des puits quantiques en  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  sont épitaxiés à l'intérieur de la membrane en GaAs. Dans le cas de notre empilement, l'acide utilisé est l'acide fluorhydrique concentré car il présente une excellente sélectivité lorsque la composition de la couche sacrificielle est d'au moins 40% en aluminium [38].

Les épaisseurs de la membrane et de la couche sacrificielle sont fixées par des contraintes optiques et mécaniques. Le guidage vertical est assuré par un contraste d'indice entre l'indice de la membrane, de l'ordre de 3, et l'indice de l'air qui entoure la membrane. L'épaisseur de la couche sacrificielle, et donc de la future couche d'air sous la membrane, doit être suffisante pour éviter tout couplage par onde évanescente entre le mode guidé dans la membrane et le substrat en GaAs. L'épaisseur de la membrane, de l'ordre de  $\lambda/(2n)$ , avec  $n$  l'indice effectif de la membrane, doit garantir un fonctionnement mono-mode à la longueur d'onde de travail. Elle doit

aussi garantir une tenue mécanique suffisante pour supporter les contraintes induites par les puits quantiques InGaAs utilisés dans la structures, ainsi que celles induites par le procédé technologique. Dans la gamme proche infrarouge, l'épaisseur usuelle de la membrane que nous utilisons se trouve dans l'intervalle 200nm-300nm.

Les motifs sont dessinés par lithographie (optique ou électronique) sur une résine puis sont transférés dans la membrane, et ce jusque dans la couche sacrificielle, par une gravure plasma. En fonction de la taille des motifs, du type de résine utilisé et de l'épaisseur de la membrane, il est parfois nécessaire d'utiliser un masque dur. Le masque dur permet d'augmenter la sélectivité de la gravure, et d'améliorer ainsi la verticalité des flancs de gravure.

La sélectivité d'une gravure, qui dépend des dimensions des motifs, des paramètres de gravure et de la composition du milieu où l'on transfère le motif, détermine la profondeur qui peut être gravée avec une certaine épaisseur de résine. Dans le cas de notre procédé de référence, l'épaisseur de la résine utilisée est de 355 nm et l'épaisseur de la membrane est de 270 nm. La sélectivité doit être d'au moins 1,3, afin de traverser la totalité de la membrane et ce jusqu'à la couche sacrificielle. Lorsque la sélectivité n'est pas suffisante, ou lorsque les effets d'ARDE (Aspect Ratio Dependant Etching ou gravure dépendant du rapport de forme) sont très présents, le passage en masque dur est nécessaire. Ce masque dur peut être composé de silice  $\text{SiO}_x$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , Ni ou Cr. En pratique le masque en silice est le plus répandu dans la filière III-V. Ce masque dur est généralement déposé par PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) directement sur la surface en GaAs de l'échantillon et son épaisseur dépend de la profondeur et de la taille des motifs à graver. Lorsque cette solution est choisie, une étape de gravure supplémentaire (ou d'ouverture de la silice) doit être ajoutée entre l'étape de lithographie et celle de transfert dans la membrane, afin de transférer les motifs de la résine vers la silice. Au laboratoire cette étape d'ouverture est réalisée habituellement par gravure CCP-RIE (Capacitively Coupled Plasma Etching) sous gaz fluoré  $\text{CHF}_3$ , ce gaz n'attaquant pas le GaAs.

L'étape de transfert dans la membrane est, quant à elle, réalisée par gravure RIE-ICP (Reactive Ion Etching - Inductively Coupled Plasma) sous gaz chloré  $\text{Cl}_2$  mélangé avec un gaz neutre  $\text{N}_2$ . Cette étape peut-être aussi réalisée par gravure CCP-RIE ou DRIE-ICP (Deep Reactive Ion Etching) sous gaz chloré  $\text{BCl}_3$  ou  $\text{Cl}_2$  et gaz neutre  $\text{N}_2$  ou Ar. Actuellement il n'est pas possible de tenir compte de tous les paramètres de gravure (types et flux des gaz, pression du bâti, température du porte-substrat, puissance pour générer le plasma, puissance pour le bombardement ionique, temps de gravure) pour établir un modèle exact de gravure plasma. Les modèles actuels se basent uniquement sur une approche balistique très simplifiée du bombardement ionique [39, 40, 41, 12]. Pour déterminer les paramètres de gravure optimaux on utilise les valeurs qui existent dans la littérature, puis on réalise des ajustements sur quelques paramètres (flux des gaz et temps de gravure). L'étape qui suit la gravure plasma, avec ou sans masque dur, est appelée délaquage et consiste à nettoyer les restes de résine en surface. Cette étape de délaquage est faite à l'aide d'un bain dans un solvant organique de type acétone suivi d'un traitement plasma oxygène.

Dans la suite nous étudions quelques procédés de fabrication de membranes GaAs à cristaux photoniques suspendus dans l'air. Nous nous intéressons notamment aux dimensions des motifs qui sont atteintes et aux paramètres de gravure. Nous nous intéressons à l'impact que chaque étape de fabrication peut avoir sur les performances

optiques, notamment les pertes optiques par diffusion ou par recombinaisons non radiatives. Dans une deuxième partie nous présentons le procédé mis en place au laboratoire. Ce procédé est basé sur une étude des différents défauts introduits par chaque étape de fabrication. Nous mettons en place des étapes qui minimisent le risque d'endommager le milieu III-V. Finalement nous validons ce procédé de fabrication en comparant les performances optiques des nouveaux composants avec celles des composants fabriqués antérieurement.

Nous excluons de cette étude les méthodes de fabrication des cristaux photoniques dans la filière AlGaAs/AlO<sub>x</sub> [42]. Ce choix est d'une part historique ; en effet l'équipe Photonique a développé, depuis une dizaine d'années, un savoir faire dans les méthodes de fabrication des cristaux photoniques sur membrane GaAs. D'autre part la filière AlO<sub>x</sub> est connue pour ses coefficients non-linéaires élevés, en régime de puissance cette non-linéarité risque de dégrader la qualité spatiale du faisceau (anti-guidage, filamentation, ...).

## 4.1 État de l'art

Nous nous intéressons aux procédés de fabrication des membranes GaAs suspendues dans l'air. Nous étudions uniquement les procédés de fabrication avec une méthode de gravure ICP-RIE. Nous excluons donc de cette étude les procédés de fabrication dans la filière Si et InP et les techniques de gravure CCP-RIE et DRIE-ICP. Les paramètres de fabrication pour l'étape de gravure dépendent des machines de fabrication utilisées. Notre étude bibliographique se base donc sur les méthodes les plus répandues et ne cherche en aucun cas à mettre en évidence un procédé fiable, mais plutôt à établir une compréhension physique du rôle des gaz dans la qualité de la gravure. Le rôle des paramètres tels que la puissance plasma ou la température seront explicités dans une partie ultérieure. Dans un premier temps nous nous intéressons aux méthodes de gravure plasma, avec et sans masque dur et à leurs conditions d'utilisation. Nous verrons que ces conditions sont liées notamment aux dimensions des motifs. Nous nous intéressons ensuite aux différentes compositions (ou chimies) de gravure plasma et les différentes méthodes de délaquage existantes. Finalement nous nous intéressons au procédé de libération. Il est important de préciser que la plupart des articles portant sur les membranes suspendues en GaAs ne décrivent pas en profondeur le procédé de fabrication. Ils décrivent très brièvement le procédé sans faire allusion aux conditions de fabrication (type de masque, type de gravure, conditions de délaquage et de gravure humide). Dans d'autres cas, les auteurs font référence à des méthodes de fabrication mises au point dans quelques papiers phares, avec la mention « le procédé de fabrication suit les même étapes que dans l'article... » ou « Les paramètres de gravure sont semblables à ceux dans l'article... ».

### 4.1.1 Gravure plasma : masque dur et masque en résine

Nous nous intéressons aux procédés de fabrication les plus répandus pour la fabrication des membranes GaAs suspendues dans l'air. Nous commençons par étudier la relation qui existe entre les dimensions des motifs et le type de masque utilisé (résine ou dur). Cette étude permettra de mettre en évidence la nouveauté du procédé mis en place durant cette thèse. Nous nous intéressons ensuite à la chimie du



plasma pour des procédé de type ICP-RIE. Le but de cette partie est de présenter les grandes familles des gaz utilisés.

### Type de masque

Dans cette section nous nous intéressons au transfert des motifs depuis le masque (dur ou en résine) vers la couche membranaire. Nous nous intéressons aux dimensions atteintes pour les cristaux photoniques, en fonction du type de masque utilisé. La sélectivité et les possibles problèmes d'ARDE lors de l'étape de gravure jouent un rôle essentiel pour le choix entre un masque dur et un masque en résine. D'un point de vue pratique, l'usage d'un masque dur en silice augmente le nombre d'étapes de fabrication : dépôt et ouverture de la silice. De même l'usage d'un masque dur n'est pas compatible avec des procédés où des oxydes ou d'autres métaux ont déjà été déposés en surface [43]. Cependant son usage permet un nettoyage plus efficace des restes de résine par lift-off de la couche de silice lors de l'étape de gravure humide, évitant ainsi toute utilisation d'un plasma oxygène.

Dans le cas des membranes à cristaux photoniques une des grandeurs importantes à prendre en compte pour le choix du type de masque est le rapport de forme (ou rapport d'aspect). Le rapport de forme a un impact direct sur le profil des flancs lors du transfert des motifs du masque vers la membrane (ARDE), la thèse de **Larrue** [14] regroupe de manière claire les différents défauts caractéristiques des profils de gravure. Dans le cas des membranes suspendues et des applications dans le domaine visible-proche infrarouge (900-1550 nm), le diamètre des trous ( $\simeq 100-150$  nm) et de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la membrane ( $\simeq 150-300$  nm).

Nous définissons le rapport de forme comme le rapport entre le diamètre  $d$  du motif photonique et la profondeur  $H$  de ce motif :  $d/H$ . Dans le cas des membranes suspendues dans l'air la hauteur est directement égale à l'épaisseur de la membrane. Plus ce rapport de forme est faible (petit trou sur grande épaisseur), plus les effets d'ARDE seront prononcés. Le choix du masque doit tenir compte de la sélectivité du procédé de gravure plasma et des effets d'ARDE. Nous nous intéressons aux conditions sur le rapport de forme qui poussent à utiliser un masque dur ou en résine.

Notre but n'est pas de comptabiliser le nombre de procédés utilisant un masque dur ou un masque en résine, mais plutôt de mettre en évidence la dépendance entre le type de masque utilisé et son épaisseur avec le rapport de forme.

La Figure 4.1 montre la relation entre l'épaisseur du masque et sa nature (résine ou dur) avec le rapport de forme des motifs. En code couleur nous définissons le type de masque utilisé : en rouge le masque dur, en bleu le masque en résine. Les croix représentent les procédés que nous avons trouvés dans la littérature et qui décrivent clairement les conditions d'ouverture du masque dur ou en résine. Les grands diamants **A**, **B** et **C** représentent les structures fabriquées avec le procédé mis en place dans cette thèse. Nous observons une stratégie claire au-dessus d'un rapport de forme de 0.6, l'usage d'un masque en résine, d'au moins 300 nm d'épaisseur, est systématique. Alors que le masque dur est utilisé que ce soit pour les rapport de forme au-dessus ou en-dessus de 0.6. Ceci est spécialement le cas pour les rapports de forme inférieurs à 0,6 afin d'assurer une bonne sélectivité et minimiser les défauts liés à l'érosion de la résine.

A partir de la Figure 4.1, il est clair que le choix entre un masque dur et un masque en résine dépend principalement du rapport de forme. L'épaisseur du masque

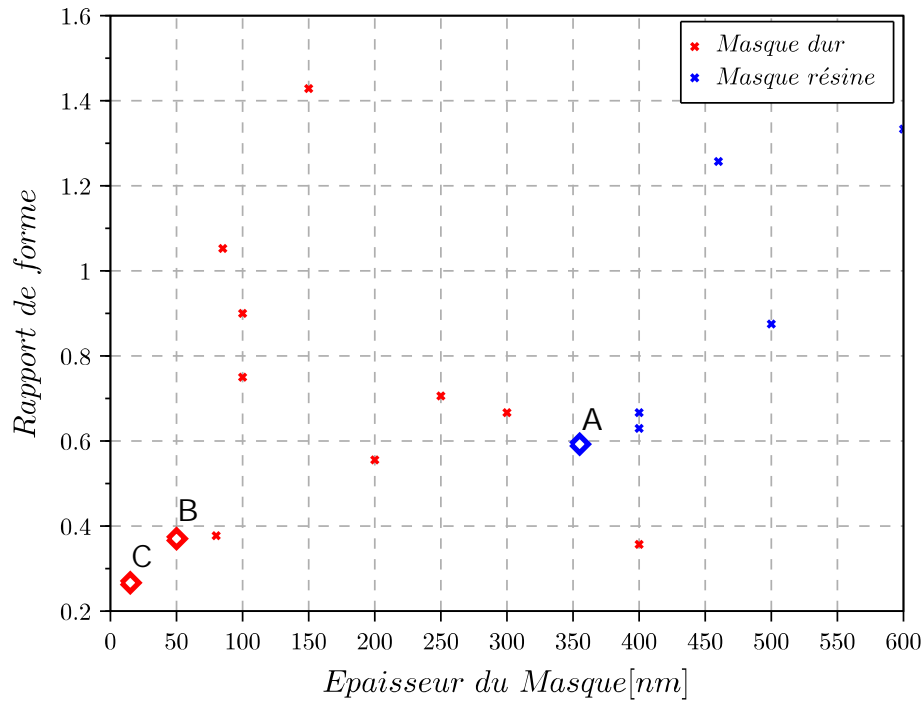


FIGURE 4.1 – Dépendance du type de masque utilisé avec l'épaisseur du masque et le rapport de forme. Les croix représentent les procédés dans la littérature [44, 45, 46, 47, 48, 49, 50, 5, 13, 51, 52, 53, 54, 55], les symboles diamants positionnent les procédés développés dans cette thèse.

dur dépasse rarement 200 nm alors que l'épaisseur du masque en résine est toujours supérieure à 350 nm.

Dans le cas des structures passives réalisées au laboratoire (1550 nm) le rapport de forme est de l'ordre de 0,6, ce point est représenté par la lettre **A**. Ce point se situe à la frontière de ce qui est réalisable avec une « faible » épaisseur de masque en résine. Dans le cas des structures actives réalisées au laboratoire (980 nm) le rapport de forme est de l'ordre de 0,37, ce point est représenté par la lettre **B**. Pour ces deux structures (**A**, **B**) nous avons développé un premier procédé de gravure plasma compatible avec un masque en résine. Cependant dans le cas des cavités actives (**B**), la sélectivité du procédé fluctuait autour des valeurs limites. Nous avons donc décidé d'utiliser un masque dur en silice d'épaisseur 50 nm pour garantir une bonne reproductibilité. Ce rapport de forme est l'un des plus faibles retrouvés dans la littérature. Il existe un procédé dont le rapport de forme (0,35) est du même ordre de grandeur que le nôtre. Ces structures ont été réalisées par l'équipe de Stomeo [55] avec un masque de type HSQ, cependant l'épaisseur du masque HSQ (400 nm) est presque un ordre de grandeur supérieur à celle de notre masque (50 nm de SiO<sub>2</sub>). Nous avons également développé dans le cadre du projet de fin d'études de Julien JONEAU, un procédé de fabrication de membranes avec un masque en copolymère à bloc (CPB), ce point est représenté par la lettre **C**. A notre connaissance nous sommes les premiers à avoir développé un procédé de fabrication des membranes en GaAs suspendues dans l'air à partir de motifs nanométriques définis en utilisant des copolymères à bloc (CBP) [56]. L'équipe de Vergel [57] a réalisé en 2020, à l'aide d'un masque en CPB cylindrique, une structure à cristaux photoniques à bande plate électronique dans la filière InP. Leur maille photonique est définie par lithographie

à CPB, les motifs possèdent un rayon de l'ordre de 20 nm. Ils sont ensuite transférés vers un masque dur en  $\text{SiO}_2$  de 16 nm d'épaisseur et finalement vers un empilement des puits quantiques de 10 nm d'épaisseur en InGaAs sur un substrat en InP.

Nous détaillerons uniquement le procédé de fabrication mis en place pour le point **A**. Pour les points **B** et **C**, la technique de gravure plasma et de gravure humide sont les mêmes que pour le point **A**. Pour ces deux points, nous présentons uniquement des images des structures obtenues.

### Transfert des motifs, gravure plasma

L'étape qui permet le transfert des motifs dans la membrane est communément appelée gravure plasma, gravure sèche ou tout simplement gravure. Cette étape est de loin la plus complexe dans tout le procédé de fabrication, dû au grand nombre des paramètres à tenir en compte. Dans la filière III-V, les gaz utilisés pour la gravure plasma sont principalement des gaz chlorés ( $\text{BCl}_3$ ,  $\text{Cl}_2$ ) mélangés avec un gaz neutre ( $\text{Ar}$ ,  $\text{N}_2$ ). Dans la littérature on peut aussi trouver des membranes en InP qui sont gravées en utilisant des méthodes de gravure CCP-RIE avec des gaz chlorés de type  $\text{SiCl}_4$  et des gaz neutres  $\text{Ar}$  et  $\text{N}_2$ . Dans cette section nous nous intéressons uniquement aux procédés de gravure plasma pour la fabrication des membranes GaAs suspendues dans l'air avec un bâti de gravure de type ICP-RIE.

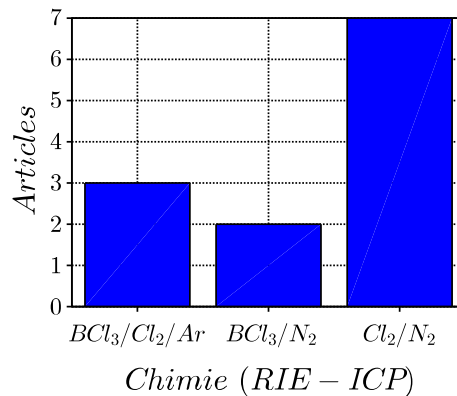


FIGURE 4.2 – Nombre d'articles explicitant le type de chimie utilisée pour la gravure ICP-RIE des membranes en GaAs à cristaux photoniques suspendues dans l'air [44, 45, 47, 49, 50, 5, 13, 52, 53, 58, 59, 60, 61, 62].

La Figure 4.2 montre le nombre d'articles explicitant ou faisant référence à une gravure ICP-RIE pour la fabrication des membranes GaAs suspendues dans l'air. Nous notons un usage équilibré entre le gaz réactif  $\text{BCl}_3$  et le gaz réactif  $\text{Cl}_2$ . Le gaz neutre utilisé est majoritairement de l'azote  $\text{N}_2$ . Dans la suite nous présentons les différentes chimies utilisées.

#### $\text{Cl}_2/\text{N}_2$

Dans le cas du GaAs le chlore est l'élément réactif. A partir des radicaux  $\text{Cl}^*$  il forme des composants volatils de type  $\text{GaCl}_3$  et  $\text{AsCl}_3$  [63, 64]. Cependant l'usage unique de chlore ne permet pas l'obtention de flancs verticaux homogènes. Lorsque les radicaux  $\text{Cl}^*$  sont majoritaires dans le plasma, la gravure est menée principalement par une attaque chimique de la surface et des flancs de gravure, donnant

comme résultat une gravure isotrope. L'avantage de ce type de gravure est la haute sélectivité, les radicaux  $\text{Cl}^*$  ayant une faible interaction avec la résine ou le masque dur. Le rôle de l'azote est de contrebalancer l'attaque chimique menée par les radicaux  $\text{Cl}^*$ . Il réduit la densité des radicaux  $\text{Cl}^*$  et augmente le degré d'ionisation du chlore, permettant donc de trouver un équilibre entre bombardement ionique ( $\text{N}^+$ ,  $\text{Cl}^-$ ) de la surface (attaque physique et gravure anisotrope) et gravure isotrope des radicaux (attaque chimique). L'introduction de l'azote et de l'attaque physique dégrade la sélectivité de la gravure (le masque est aussi bombardé par les ions) mais améliore la verticalité des flancs de gravure. Un deuxième rôle joué par l'azote est la création d'une couche de passivation au niveau des flancs de gravure. Cette couche se forme progressivement et permet de protéger les flancs de l'attaque du plasma. L'ajout excessif d'azote peut produire des effets de micromasquage via la couche de passivation. L'équilibre entre attaque physique et chimique et le dépôt d'une couche de passivation permet l'obtention des flancs de gravure verticaux sans rugosité. La nature de cette couche de passivation reste pour l'instant peu claire. Les hypothèses quant à sa composition varient en fonction du masque utilisé. Certains pointent qu'il s'agit d'une couche en  $\text{SiO}_2$  provenant du masque dur ou du suscepteur en Si utilisé. La formation de cette couche est favorisée par le flux d'azote [65, 44, 50]. D'autres pointent vers une couche polymère promue par l'azote et provenant de la résine organique utilisée [66, 67, 68, 69].

Dans le cadre de cette thèse nous avons choisi ce type de chimie pour la gravure plasma. Le premier bâti qui a été utilisé pour la fabrication des membranes suspendues dans l'air [14, 13] (Omega 201 Trikon) ne possède pas de ligne de  $\text{BCl}_3$  mais de ligne  $\text{Cl}_2$  et  $\text{N}_2$ . Le choix de continuer avec une chimie chlorée ( $\text{Cl}_2$  et  $\text{N}_2$ ) est historique, cette chimie ayant été employée au laboratoire dans tous les projets de fabrication des membranes GaAs suspendues dans l'air [14, 13, 12, 36, 5]. L'équipe commence à posséder maintenant une certaine expertise avec cette chimie et les membranes en GaAs. Il semblait donc naturel de continuer à exploiter et enrichir cette expertise.

### $\text{BCl}_3/\text{N}_2$

L'équipe d'Atlasov [49] s'est intéressée au rôle de l'azote en tant qu'agent de passivation des flancs de gravure, pour une chimie en  $\text{BCl}_3/\text{N}_2$ .

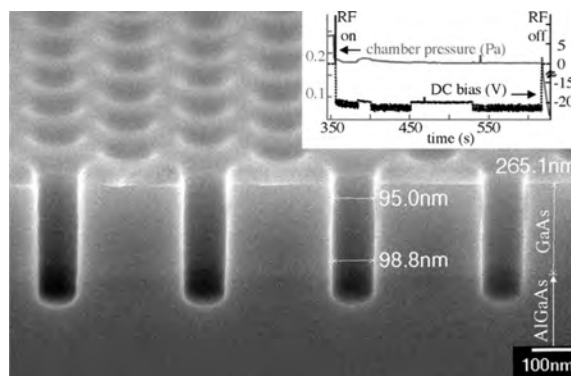


FIGURE 4.3 – Exemple de structure réalisée par l'équipe d'Atlasov avec une chimie  $\text{BCl}_3/\text{N}_2$  [49].

Les motifs photoniques sont réalisés sur une couche de PMMA puis transférés vers un masque dur en  $\text{SiO}_2$  de 80 nm d'épaisseur, leur rapport de forme est de 0,37. La Figure 4.3 montre une image au MEB d'un dispositif à cristaux photoniques obtenu avec une chimie  $\text{BCl}_3/\text{N}_2$ . Leur procédé de gravure permet d'obtenir des flancs de gravure verticaux et sans défauts visibles en surface. Nous observons une différence de 2 nm entre l'ouverture circulaire supérieure et l'ouverture circulaire à l'interface avec la couche sacrificielle AlGaAs. Pour ce type de chimie, le  $\text{BCl}_3$  peut se décomposer en radicaux  $\text{BCl}_3^*$  [70]. Dans le cas d'un empilement membranaire GaAs/AlGaAs le  $\text{BCl}_3$  agit comme un agent réducteur, ce qui permet de graver uniformément les oxydes à la surface de l'échantillon en GaAs et les possibles oxydes dans la couches sacrificielle AlGaAs [71, 65, 72]. Le  $\text{BCl}_3$  peut aussi se décomposer en ions  $\text{BCl}_3^+$  et  $\text{BCl}_3^-$  et mener une attaque physique de la surface [72]. L'azote, comme le chlore, permet aussi d'augmenter le degré d'ionisation du  $\text{BCl}_3$ . Concernant la possible couche de passivation, l'équipe d'Atlasov avance l'hypothèse d'un composé en Ga-N et As-N [49, 73] qui se forme sur les flancs de gravure. Ce composé possède une énergie de liaison 27 % supérieure à celle du GaAs [66] et protège les flancs d'une attaque latérale, ce qui mène à des flancs verticaux et homogènes. L'équipe d'Atlasov s'appuie sur le fait que la gravure plasma est réalisée après un nettoyage de la PMMA au plasma oxygène, et donc aucune couche de composition en polymère n'est attendue. Cependant ils n'ont pas réalisé d'étude AFM sur la surface pour vérifier le retrait total de la résine PMMA après le délaquage au plasma. De même ils ne mentionnent pas un possible dépôt de  $\text{SiO}_2$  provenant du masque dur, qui a aussi été soumis au plasma oxygène pour nettoyer les restes de PMMA.

### **$\text{BCl}_3/\text{Cl}_2/\text{Ar}$**

L'équipe de Midodolo [52] est l'une des seules, à l'extérieur du laboratoire, à réaliser un procédé de fabrication en masque de résine. Leur procédé utilise un masque en résine (ZEP) d'épaisseur 500 nm pour des motifs d'un rapport de forme de 0,875, sur une membrane en GaAs avec des boîtes quantiques en InAs.

La Figure 4.4 est un extrait de l'article de Midolo [52]. Leur procédé vise à fabriquer des guides cristaux photoniques à défauts intégrés à des coupleurs de sortie. La totalité de la structure est définie à partir d'une lithographie électronique directement sur un masque en résine. Les motifs sont ensuite transférés dans une membrane en GaAs, avec des boîtes quantiques en InAs, et ce jusque dans la couche sacrificielle par gravure ICP-RIE dans un bâti Plasmalab 100 Oxford Instruments. Afin d'éviter la liquéfaction de la résine (autour de 140°C), la gravure est réalisée avec une température du porte-substrat à 0°C et la chimie du plasma est en  $\text{BCl}_3/\text{Cl}_2/\text{Ar}$ . L'ajout de l'argon améliore la désorption des composés volatils et augmente la vitesse de gravure [74, 75]. L'origine de la couche de passivation n'est pas expliquée clairement dans l'article. L'équipe de Midolo avance l'hypothèse que le composé en  $\text{BCl}_3$  est utilisé pour la passivation des flancs, mais elle ne donne pas de références claires sur ce sujet.

## **4.1.2 Méthode de nettoyage et de libération**

L'étape de délaquage précède celle de libération (ou de gravure humide). Le délaquage permet de nettoyer les restes de résine ou de masque dur de la surface de

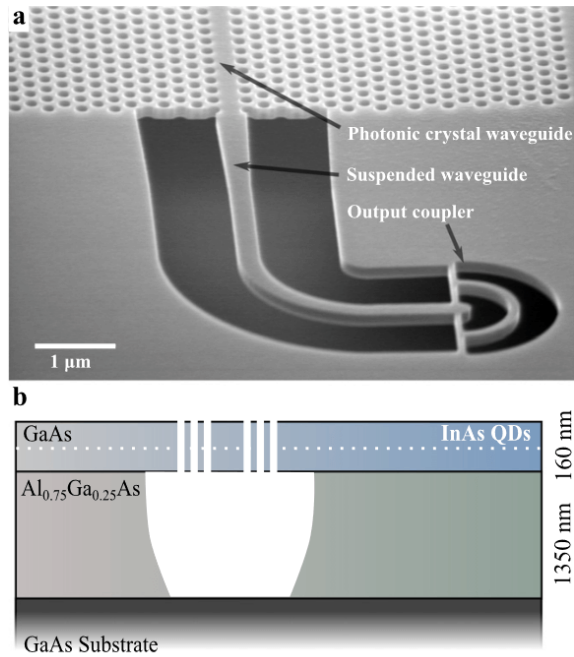


FIGURE 4.4 – Exemple de structure suspendue réalisée par l'équipe de Midolo [52]. La lumière est guidée dans le défaut et ce jusqu'au coupleur de sortie.

l'échantillon. L'étape de libération permet de graver sélectivement la couche sacrificielle sous la membrane.

Dans cette section nous présentons brièvement les méthodes de délaquage et les procédés de libération typiques et leur possibles conséquences sur les propriétés optiques du milieu semi-conducteur.

### Méthodes de délaquage

Dans la littérature, les étapes et conditions de délaquage ne sont pas explicitement exposées, seuls quelques articles les exposent clairement. Cette étape est faite après l'étape de gravure. Elle consiste en un bain dans un solvant organique [76, 77, 78, 79, 80] ou dans une solution de peroxyde d'hydrogène ou de peroxyde de potassium (KOH) [52, 81], qui permet de nettoyer la résine des grandes surfaces, suivi d'un plasma oxygène [76, 77, 54], qui permet de nettoyer les restes de résine des bords des motifs. Dans le cas d'un masque dur le délaquage peut-être réalisé lors de la gravure humide, à partir d'une désoxydation qui vient graver la couche de silice.

Les gravures et le délaquage plasma dégradent les qualités physiques et chimiques des surfaces et des interfaces : soit par la dégradation des flancs de gravure, soit par l'oxydation des interfaces entre les différentes couches. L'oxydation de la surface et des interfaces introduit des sites de recombinaisons non radiatives [23, 82, 83], ce qui diminue le temps de vie des porteurs. L'oxydation de la surface peut aussi induire des déplacements des pics de résonance dans les cavités et affecter leur facteur de qualité [81]. De même le contact prolongé avec le plasma dégrade les flancs de gravure, ce qui introduit des pertes optiques par diffusion [84, 85]. Dans tous les cas, il faut chercher à réduire l'interaction entre l'échantillon et les différents plasmas afin de ne pas dégrader le seuil laser.

De plus la présence des résidus de résine en surface, notamment pour les procédés qui utilisent un masque en résine, induit des pertes par diffusion à la surface, surtout dans le domaine des cavités et guides à défauts où la manipulation de l'énergie se concentre sur des faibles surfaces [76, 86, 52].

### Procédé de libération

L'étape de libération pour une couche en AlGaAs est réalisée à partir d'une solution d'acide fluorhydrique. Le pourcentage d'acide n'est pas une valeur constante et varie entre différents procédés.

Cette étape permet de graver uniquement la couche sacrificielle, elle ne permet pas de graver certains résidus qui apparaissent au fond de gravure. Ces résidus peuvent provenir de la réaction entre l'aluminium contenu dans la couche sacrificielle et les vapeurs de HF. Leur composition peut être cristalline ( $\text{AlF}_3$ ) ou amorphe ( $\text{Al}(\text{OH})_3$ ) [52, 45, 87]. D'autres auteurs ont retrouvé des résidus en oxyde d'aluminium suite à une oxydation de la couche d'aluminium pendant l'étape de gravure plasma [87] et délaquage plasma [12, 71] ou suite au contact prolongé avec l'air ambiant.

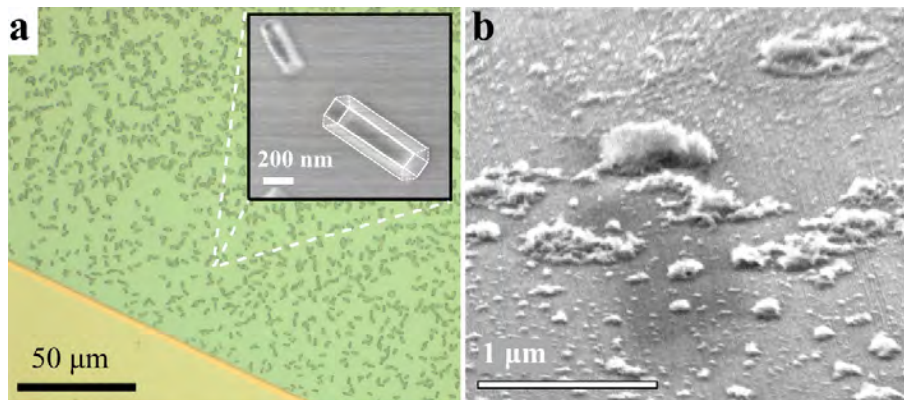


FIGURE 4.5 – Exemple des débris suite à l'étape de libération au HF [52]. (a) Structure cristalline en  $\text{AlF}_3$ . (b) Structure amorphe en  $\text{Al}(\text{OH})_3$

La Figure 4.5 est issue de l'article de Midolo [52] et illustre les différents défauts suite à la réaction entre le HF et la couche d'aluminium. L'équipe de Midolo propose d'enlever les structures en  $\text{AlF}_3$  avec un bain de 10 min à l'eau distillée, ce procédé de nettoyage n'affecte ni les propriétés physiques ni chimiques du milieu. L'équipe de Gonzalez [45] propose de réaliser une gravure rapide (20 s) avec une solution très concentrée d'acide fluorhydrique (HF:DI (1:3)). En augmentant la concentration en HF et en diminuant le temps de gravure, l'interaction entre l'aluminium, l'eau et le HF est réduite, ce qui limite la formation de  $\text{AlF}_3$ . En ce qui concerne les structures  $\text{Al}(\text{OH})_3$ , elles sont gravées avec une solution d'hydroxyde de potassium (KOH) à 20%. Ce procédé de nettoyage est aussi employé par d'autres équipes pour le nettoyage des débris après libération, qu'il s'agisse des structures en  $\text{Al}(\text{OH})_3$  ou en possibles oxydes d'aluminium [87, 12]. Pour les oxydes d'aluminium, Ikeda [71] propose de mieux calibrer le temps de délaquage plasma.

D'autres résidus carbonés provenant de la résine peuvent apparaître au bord des motifs. L'interaction entre le plasma et les bords des motifs entraîne une augmentation locale de la température, ce qui favorise la formation d'une couche carbonée difficile à enlever au délaquage solvant et au plasma oxygène. Ces résidus ne sont pas gravés par le HF et nécessitent un nettoyage spécial. L'équipe de Midolo propose un bain de peroxyde d'hydrogène concentré pour les graver, suivi d'un bain de KOH pour désoxyder les surfaces. L'usage du KOH pour contrebalancer l'effet oxydant du peroxyde d'hydrogène entraîne une modification des paramètres géométriques des motifs et donc une modification des caractéristiques optiques des cavités (facteur de qualité et pic de résonance) [88, 81, 52].

### 4.1.3 Conclusion

Les procédés de fabrication des membranes GaAs suspendues dans l'air sont nombreux et les conditions de réalisation varient d'une équipe à l'autre. Cependant trois problématiques reviennent à chaque fois : la nature et le rôle d'une possible couche de passivation lors de la gravure plasma, la détermination d'un procédé de délaquage adapté et la nature des débris retrouvés à la fin du procédé de libération. La nature de la couche de passivation ne semble pas affecter les propriétés optiques des composants, il s'agit d'une question purement technologique. Il faut juste garantir des flancs de gravure verticaux et sans rugosité pour minimiser les pertes par diffusion. Cependant le procédé de délaquage et de nettoyage des débris représente un problème pour les propriétés optiques du milieu. L'usage excessif d'un plasma oxygène pour le délaquage et d'un oxydant pour le nettoyage des débris, limite le temps de vie des porteurs et augmente le seuil d'éventuels laser fabriqués par ce procédé. Il est donc impératif de comprendre l'origine des débris afin de trouver une procédure de nettoyage compatible avec le milieu III-V (entièrement à base de solvant organique par exemple) ou de changer une étape du procédé pour éviter la formation des débris (éviter l'usage de plasma oxygène par exemple).

## 4.2 Procédé de fabrication mis en place

Nous présentons dans un premier temps une vue d'ensemble du procédé final, dans les sections ultérieures nous justifierons en détails chaque étape de fabrication.

La Figure 4.6 montre une vue d'ensemble du procédé de fabrication des membranes suspendues dans l'air.

L'empilement considéré est constitué d'une alternance de couches de matériaux III-V. Il contient une zone active, appelée membrane, de 270 nm d'épaisseur (Figure 4.6 (a) en rouge), suivie d'une couche dite sacrificielle de 1.5  $\mu\text{m}$  d'épaisseur (Figure 4.6 (a) en vert) et un substrat en GaAs (Figure 4.6 (a) en bleu). Les différentes couches ont été obtenues par épitaxie par jet moléculaire, réalisée au laboratoire.

Les motifs photoniques sont ensuite dessinés sur une résine électrosensible (CSAR 62) qui fait 355 nm d'épaisseur à l'aide d'un masquer électronique Raith 150 (Figure 4.6 (b)). La thèse d'Alexandre Larrue décrit en détail les caractéristiques de la machine, notamment les limitations de précision [14]. Ces motifs sont transférés dans la couche active et ce jusqu'à la couche sacrificielle à l'aide d'une gravure plasma RIE-ICP (Reactive Ion Etching - Inductively Coupled Plasma).



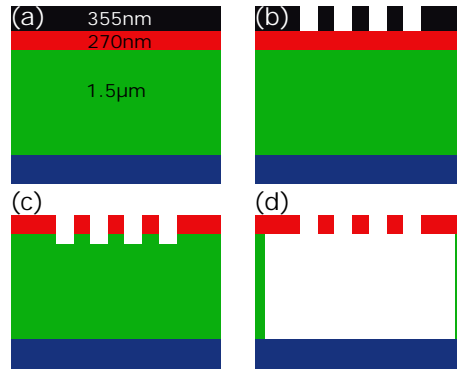


FIGURE 4.6 – Vue d’ensemble du procédé développé durant cette thèse. En noir la couche de résine CSAR, en rouge la couche membranaire, en vert la couche sacrificielle en  $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$  et en bleu le substrat.

| $\text{Cl}_2$ (SCCM) | $\text{N}_2$ (SCCM) | P (mTor) | $P_{\text{ICP}}$ (W) | $P_{\text{RF}}$ (W) | T (°) | Suscepteur |
|----------------------|---------------------|----------|----------------------|---------------------|-------|------------|
| 50                   | 20                  | 3        | 60                   | 200                 | 25    | Silicium   |

TABLE 4.1 – Paramètres de la gravure plasma optimisée.

Les paramètres de la gravure optimisée sont exposés dans le Tableau 4.1. Le choix des différents paramètres sera justifié dans les sections ultérieures. Cette gravure permet l’obtention de trous ayant un rayon de l’ordre de la centaine de nanomètres, sans avoir besoin d’un masque dur en silice, ce qui limite le nombre d’étapes de fabrication. Pour les rayons plus petits, de l’ordre de la cinquantaine de nanomètres, il est nécessaire d’utiliser un masque dur en silice. Dans tous les cas, les paramètres du Tableau 4.1 assurent une gravure qui donne des flancs verticaux et homogènes, seul le temps de gravure doit être ajusté en fonction de la taille des motifs.

Une troisième étape, non représentée dans la Figure 4.6, est l’étape de délaquage. Elle consiste à nettoyer les restes de résine suite à la gravure plasma. Dans le cas des résines organiques, le procédé standard est un bain d’acétone suivi d’un plasma oxygène. Le fabricant de la résine employée déconseille l’usage d’acétone à cause à sa faible efficacité. A la place, il est conseillé d’utiliser un solvant CMR à base de 1,3-Dioxolane et un plasma oxygène pour nettoyer les quelques restes. Nous choisissons d’utiliser un procédé à base du solvant polaire organosulfuré diméthylsulfoxyde (DMSO) et sans plasma oxygène. Ce choix est fait pour limiter la formation d’oxyde en surface ou aux interfaces de gallium. La présence de ce type d’oxyde augmente les sites de recombinaison non radiatives, augmentant ainsi les pertes optiques [23].

La dernière étape est une gravure humide, elle consiste à graver sélectivement la couche sacrificielle (Figure 4.6 (d)) à l’aide d’une solution concentrée d’acide fluorhydrique (HF).

Les différentes étapes du procédé de gravure humide sont exposées dans le Tableau 4.2. Entre chaque étape un rinçage à l’eau distillée (eau DI) est effectué, sauf entre les étapes 5 et 6. Tout le long du procédé de libération l’échantillon doit rester submergé soit dans le liquide du bécher, soit sous le ménisque à la surface de l’échantillon, sous risque de séchage violent et d’effondrement de la membrane. La première étape est un conditionnement ou mouillage de la surface de l’échantillon à l’isopropanol (IPA). Cette étape permet de chasser les bulles d’air qui pourraient se

| Etape | Nom                   | Objectif  | Temps      |
|-------|-----------------------|---|------------|
| 1     | Mouillage IPA         | Retirer les bulles d'air de la surface              | 5 min      |
| 2     | Désoxydation HCl      | Graver les oxydes d'aluminium en surface            | 1 min 30 s |
| 3     | Gravure HF            | Graver sélectivement la couche sacrificielle        | 1 min 30 s |
| 4     | Désoxydation HCl      | Graver les oxydes d'aluminium en profondeur         | 1 min 30 s |
| 5     | Délaquage DMSO        | Dissoudre les restes de résine aux bords des motifs | 10 min     |
| 6     | Séchage éthanol-azote | Séchage sans effondrement de la membrane            | 30 s       |

TABLE 4.2 – Procédé de gravure humide optimisé : l'ordre chronologique, l'objectif de l'étape et sa durée.

former à l'intérieur des motifs. La présence des bulles d'air à l'intérieur des motifs empêche le libre passage de la solution de HF jusque dans la couche sacrificielle. La deuxième étape consiste en une désoxydation, à l'aide d'une solution d'acide chlorhydrique (HCl) à 11% pendant 1 min 30 s. Cette étape permet de graver les oxydes d'aluminium, provenant de la couche sacrificielle riche en aluminium, sur les surfaces des motifs. Ces oxydes bloquent le libre passage de la solution de HF via la formation des coques protectrices (voir Figure 4.16) [12, 71]. La troisième étape consiste en une gravure humide réalisée avec une solution d'acide fluorhydrique (HF) à 25% et sous agitation magnétique pendant 1 min 30 s. L'agitateur magnétique permet une évacuation des produits de réaction, un recyclage des réactifs et une gravure homogène. La quatrième étape consiste en une deuxième désoxydation. Elle a lieu après l'étape de gravure humide et permet de graver les restes d'oxyde qui se trouvaient en profondeur dans la couche sacrificielle et qui ne sont pas gravés par le HF [87]. La cinquième étape est un délaquage au DMSO à 80°C sur plaque agitatrice. Cette étape permet de dissoudre les restes de résine aux bords des motifs et qui se sont décollées lors de l'étape de gravure humide. Finalement nous réalisons un séchage doux à l'aide d'un pistolet à azote et un bain d'éthanol de 30 s, en veillant à ne pas effondrer la membrane.

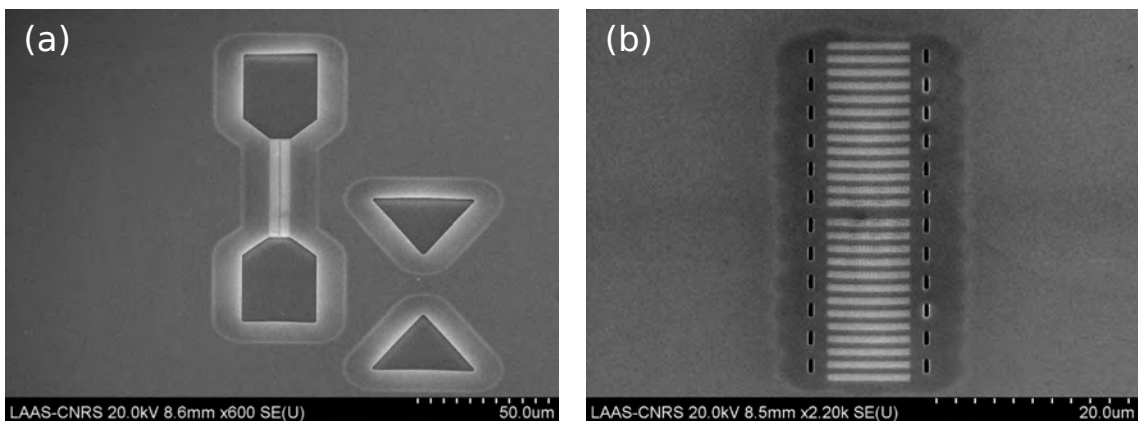


FIGURE 4.7 – Exemple des structures obtenues à partir du procédé complet optimisé. Image MEB vue de dessus (a) d'un guide à défauts de  $50 \mu\text{m}$  de long et (b) d'une cavité laser activée à autocollimation mésoscopique de  $40 \mu\text{m}$  de long.

La Figure 4.7 montre un guide laser à défaut (a) et une cavité active laser à

autocollimation mésoscopique (b). Pour les deux structures nous observons un fond de libération libre des défauts.

La validation expérimentale de notre procédé de fabrication sera réalisée en comparant les seuils obtenus pour des lasers à défaut photonique fabriqués avec notre procédé optimisé avec ceux de lasers équivalents fabriqués avec les procédés préexistants [13, 14].

### 4.2.1 Gravure sèche

Nous nous intéressons au transfert des motifs dans la couche active. Cette gravure doit permettre un transfert de motifs circulaires ayant un rayon caractéristique de l'ordre de 100 nm sur une profondeur minimale de 270 nm et doit garantir une verticalité et uniformité des flancs des trous. Finalement, cette gravure doit garantir une sélectivité suffisante compte tenu de l'épaisseur de la résine et de celle de la membrane.

Les procédés de gravure utilisés dans des études antérieures [14, 12] ont été mis au point pour un bâti de gravure ICP-RIE TRIKON OMEGA 201. Ces études datent de 2012 et depuis le bâti utilisé a présenté différentes dérives, rendant les procédés inutilisables pour la gravure des cristaux photoniques. Depuis, un nouveau bâti de gravure (SENTECH Si-500 chloré) a été installé en salle blanche. Il permet notamment de réaliser les gravures dans des gammes de pression plus basses que les anciens bâti, et dispose aussi d'une régulation de température plus avancée, qui permet de réguler la température de l'échantillon sur la plage  $[0, 200]^{\circ}C$ . Des premiers protocoles de gravure pour la filière GaAs ont été développés dans ce bâti, mais uniquement pour des motifs aux échelles microniques. Ce procédé de gravure sera notre point de départ pour la mise en place d'un procédé adapté aux échantillons en GaAs/AlGaAs avec un masque en résine et aux dimensions nanométriques.

Nous décrivons ci-dessous l'influence des différents paramètres de gravure :

La puissance RF (ou puissance plasma) permet de gérer le taux de dissociation du chlore et par conséquent la quantité d'ions arrivant sur la cible. Lorsque le taux d'ionisation du chlore augmente, la gravure est réalisée principalement par attaque physique de la surface et la vitesse de gravure augmente, ainsi que la verticalité et l'homogénéité des flancs de gravure. En contrepartie, une attaque physique importante diminue la sélectivité de la gravure. En effet la résine est aussi bombardée par les ions. De même, un flux d'ions important baisse l'efficacité d'absorption et de désorption des radicaux avec les produits de réaction à la surface [89].

La puissance de biais (ou puissance ICP) a une influence sur le bombardement physique de la surface et donc sur la gravure physique. Cependant au-delà d'un certain seuil, nous pouvons atteindre les mêmes limites que pour la puissance RF [68] pour l'efficacité d'absorption et la désorption des radicaux.

L'ajout d'azote permet aussi d'augmenter le taux de dissociation du chlore et donc de la vitesse de gravure. D'autre part, l'azote facilite le dépôt d'une couche de passivation sur les flancs de gravure [50, 44]. Un flux d'azote excessif peut amener à des effets de micro-masquage via une couche de passivation qui protège les flancs de gravure [90, 65, 69]. Dans ce cas, l'attaque physique ne permet pas l'obtention de flancs de gravure verticaux et homogènes.

L'usage d'un suscepteur en Si peut provoquer le dépôt d'une couche de passi-

vation [91, 65]. Il se peut aussi que la gravure chimique se concentre sur la petite surface en GaAs, limitant l'attaque physique du plasma et donc favorisant la gravure isotrope.

### Influence de la couche sacrificielle riche en aluminium

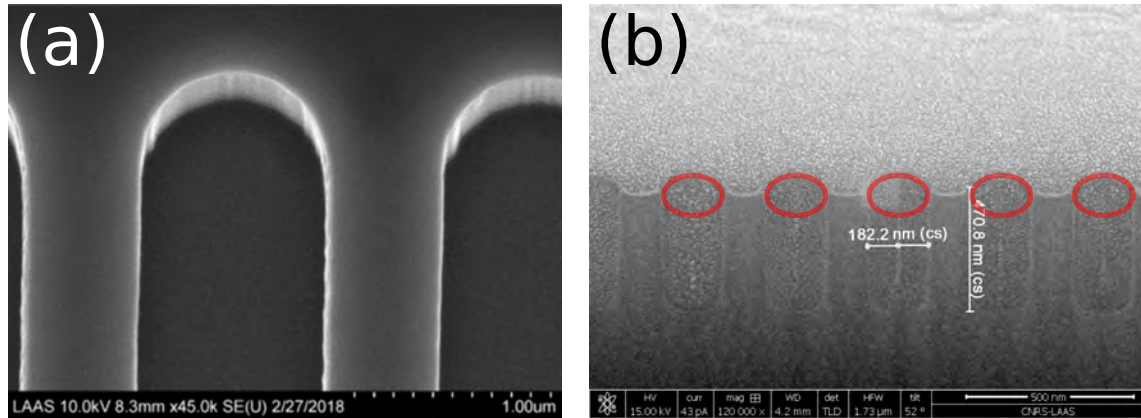


FIGURE 4.8 – Gravure de départ (Tableau 4.3). (a) Image MEB à 45° de motifs micrométriques, gravé sur GaAs avec un masque dur en SiO<sub>2</sub>. (b) Coupe FIB du profil des trous de cristaux photoniques sur GaAs avec un masque en résine. Les masques utilisés ont été nettoyés avant la prise des images.

La Figure 4.8 (a) montre une image MEB à 45° d'une structure obtenue avec les paramètres de gravure du Tableau 4.3.

| Cl <sub>2</sub> (SCCM) | N <sub>2</sub> (SCCM) | P (mTor) | P <sub>RF</sub> (W) | P <sub>ICP</sub> (W) | T(°) | Suscepteur |
|------------------------|-----------------------|----------|---------------------|----------------------|------|------------|
| 9                      | 11                    | 3        | 100                 | 25                   | 25   | Silicium   |

TABLE 4.3 – Paramètres gravure de départ.

Les motifs ont une taille micrométrique (10 µm de large) et le profil de gravure est vertical et ne présente pas de défauts. Cette gravure est adaptée pour des motifs de tailles micrométriques, un échantillon en GaAs et un masque en silice.

Nous nous intéressons maintenant à un masque en résine CSAR (355nm) sur un substrat en GaAs et des motifs en cristaux photoniques de rayon  $\simeq 90$  nm. La Figure 4.8 (b) montre une coupe FIB du profil des trous après gravure. Les cercles rouges représentent les contours supérieurs des cristaux photoniques. La rugosité observée sur la surface de l'échantillon et à l'intérieur des trous est due au dépôt de platine nécessaire pour la réalisation de cette coupe. Cette coupe révèle des flancs de gravure verticaux sur une profondeur de 470 nm. La sélectivité de cette gravure permettrait d'atteindre sans problèmes la couche sacrificielle à 270 nm de profondeur. Le diamètre des trous ( $\simeq 182$  nm) reste conservé sur toute la profondeur du motif et les parois de gravure ne semblent pas présenter de défauts. Cette gravure permet d'obtenir un profil droit sur une profondeur suffisante. Elle est une bonne candidate pour être testée sur notre empilement membranaire. La prochaine étape est donc d'appliquer cette gravure à notre empilement.

Contrairement aux échantillons en GaAs, les membranes comprennent une couche sacrificielle en AlGaAs, riche en aluminium. Son oxydation peut affecter la qualité de la gravure sèche [71], ainsi que la volatilité des produits de réaction entre les radicaux  $\text{Cl}^*$  et les éléments III-V de notre échantillon [12, 14, 92].

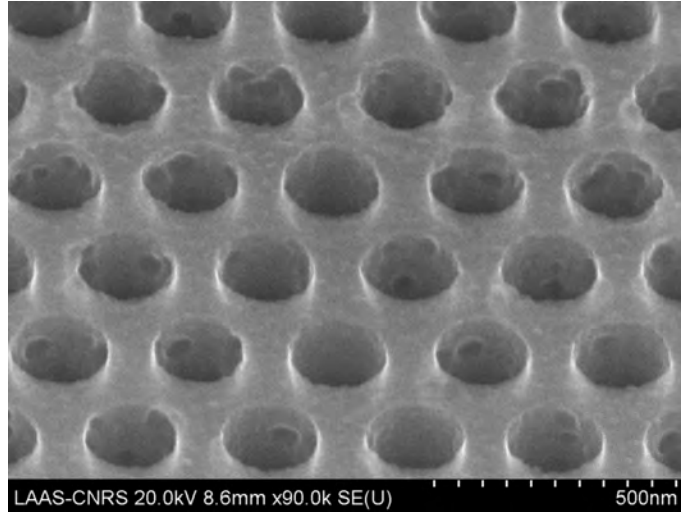


FIGURE 4.9 – Gravure de départ (Tableau 4.3) sur une structure membranaire. Image MEB à  $45^\circ$ .

La Figure 4.9 montre le résultat de cette première gravure sur notre empilement membranaire. On observe la formation de cavités sur les flancs de gravures. Ces défauts ont été déjà rencontrés dans la thèse de **Campos** [12], ils ont été baptisés caries. Nous pensons que la couche sacrificielle en AlGaAs a une influence sur l'équilibre entre la gravure physique (flancs verticaux) et la gravure chimique (attaque latérale et caries).

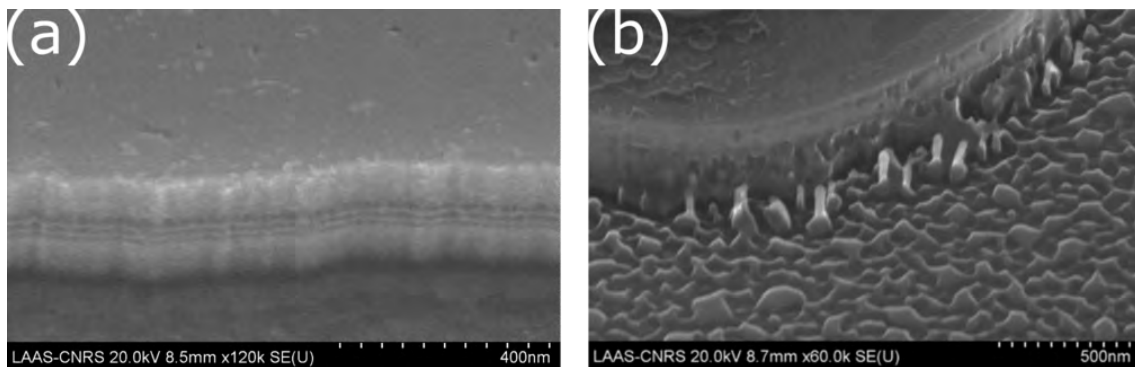


FIGURE 4.10 – Image MEB à  $45^\circ$ . Gravure partielle sur empilement membranaire : gravure interrompue (a) avant la couche sacrificielle et (b) dans la couche sacrificielle.

Pour valider cette interprétation, nous réalisons deux gravures et arrêtons le processus avant la couche sacrificielle (Figure 4.10 (a)) et après la couche sacrificielle (Figure 4.10 (b)). Dans le premier cas, nous n'observons pas de défauts sur les flancs de gravure (caries). Nous pouvons même distinguer les puits quantiques (traits sombres à mi-hauteur du flanc de gravure). La légère rugosité ou plutôt ondulation sur les flancs de gravure observée dans la Figure 4.10 (a) peut être due à un transfert

de rugosité du masque en résine vers l'échantillon [93]. Dans le deuxième cas (gravure arrêtée dans la couche sacrificielle), nous observons des cavités sur les flancs de gravure. Nous observons également un fond de gravure inhomogène et l'apparition des stalagmites dans la base de flanc de gravure.

Nous pouvons conclure que la couche sacrificielle est la responsable des défauts sur le fond et les flancs de gravure. Nous avons trois hypothèses pour expliquer ce phénomène.

Première hypothèse : dans le cas des gravures chlorées  $\text{Cl}_2/\text{N}_2$ , l'azote est connu pour promouvoir la formation d'une couche de passivation qui protège les flancs de gravure de l'attaque physique et chimique du plasma [65]. La littérature propose une composition en  $\text{SiO}_x$  provenant soit de l'usage d'un masque dur, soit de l'utilisation d'un suscepteur en Si. Dans le cas des gravures à forte teneur en azote, la couche de passivation peut se former bien avant l'obtention des flancs verticaux et homogènes. La couche de passivation produit un effet de micro-masquage local, ce qui donne des flancs de gravure inhomogènes. Il faudrait donc augmenter le taux de chlore et augmenter la puissance de bombardement afin d'obtenir une gravure verticale homogène avant la formation de la couche de passivation.

Deuxième hypothèse : la faible température et le faible flux de chlore limitent la capacité à désorber les composés peu volatils tel le  $\text{AlCl}_3$ . L'inhomogénéité des flancs et du fond de gravure seraient donc un dépôt de produits non volatils. Il faudrait augmenter la température du porte-substrat pour augmenter la pression de vapeur saturante du composé  $\text{AlCl}_3$  et donc de favoriser sa désorption. L'augmentation de la température peut aussi avoir un effet sur les propriétés de la couche de passivation, pour l'instant aucune étude n'a été réalisée sur l'influence de la température sur la couche de passivation. Dans tous les cas, il faut s'assurer de désorber les composés en  $\text{AlCl}_3$  avant de désorber la couche de passivation, sinon nous obtiendrons une attaque isotrope et donc des flancs de gravure inhomogènes.

Dernière hypothèse : le suscepteur en silicium concentre l'attaque chimique sur la petite surface en GaAs de l'échantillon. En le remplaçant par un suscepteur en GaAs, l'attaque chimique serait moins focalisée sur la petite surface de l'échantillon. Cependant le changement de suscepteur rend la gravure très peu reproductible, le suscepteur étant aussi attaqué pendant l'étape de gravure [12].

Nous nous intéressons dans un premier temps à l'influence de la température du porte-substrat lors de l'étape de gravure.

### **Influence de la température**

Le Tableau 4.4 montre l'influence de la température sur la pression de vapeur saturante des principaux produits de réaction [92, 63].

Afin de favoriser la désorption des produits de réaction et éviter leur redépôt, il faut que la pression du bâti reste très inférieure aux pressions de vapeur saturante des produits de réaction. Les produits de réaction issus des couches GaAs présentent des valeurs de pression de vapeur saturante très supérieures à la pression de travail (3 mTor). Cependant la pression de vapeur saturante du composé  $\text{AlCl}_3$  à 30°C est très proche de la pression de travail.

Nous réalisons une nouvelle gravure avec une température du porte-substrat de 80°C pour favoriser la désorption du composé  $\text{AlCl}_3$ , en gardant les autres paramètres constants. Le Tableau 4.4 montre que la pression de vapeur saturante du composé

| Composé           | PVS à 30°  | PVS à 75° |
|-------------------|------------|-----------|
| GaCl <sub>3</sub> | 0,3 Torr   | 14,5 Torr |
| AsCl <sub>3</sub> | 10 Torr    | 199 Torr  |
| AlCl <sub>3</sub> | 0,006 Torr | 0,12 Torr |

TABLE 4.4 – Pression de vapeur saturante (PVS) en fonction de la température pour les principaux produits de réaction formés entre les radicaux Cl\* et les éléments III-V de l'empilement membranaire [92, 63].

AlCl<sub>3</sub> à 80°C, est bien supérieure à la pression du bâti. Il est important de préciser que lors des études précédentes [12, 14], l'ancien bâti de gravure ne pouvait pas atteindre une telle température.

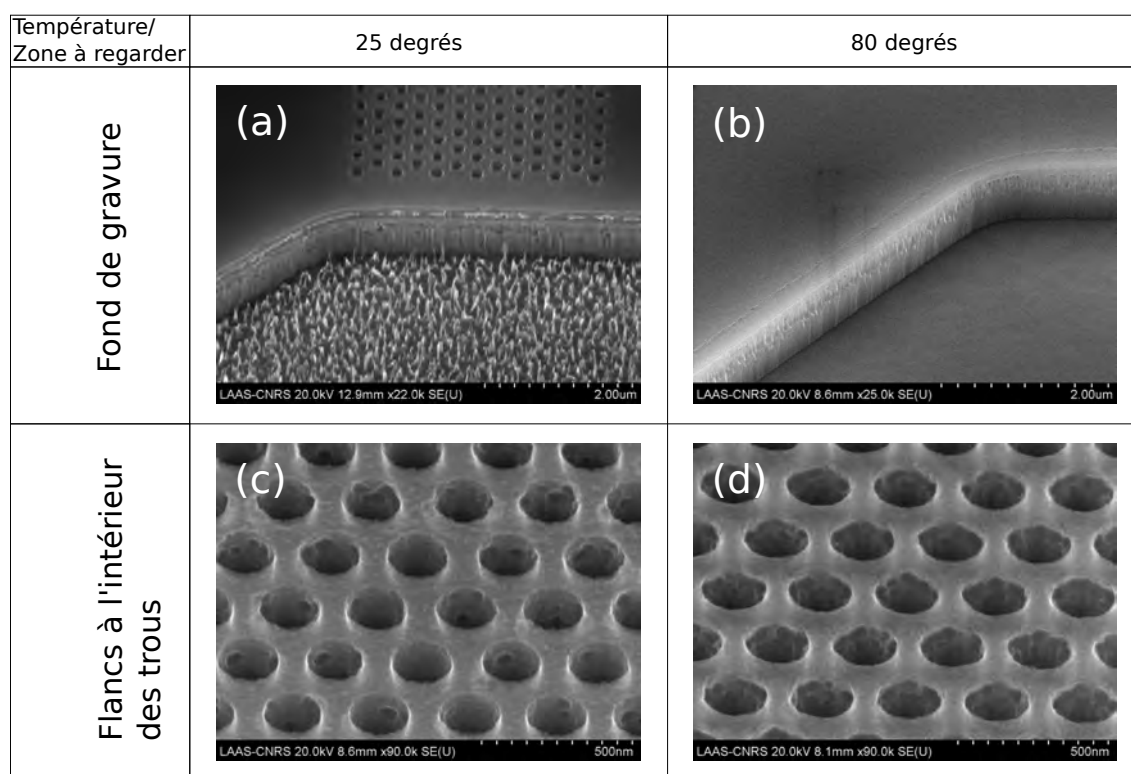


FIGURE 4.11 – Image MEB à 45° montrant le résultat de la gravure de départ. Les colonnes correspondent aux différentes températures de gravure (a) et (c) pour 25°C et (b) et (d) pour 80°C. Les lignes correspondent aux différents défauts à observer (a) et (b) s'intéresse aux défauts au fond de gravure et (c) et (d) aux défauts des flancs à l'intérieur des trous.

La Figure 4.11 montre l'influence de la température sur le fond de gravure dans les aplats, ainsi que sur les flancs de gravure de trous de diamètre sub-microniques. A 25°C (figure 4.11 (a) et (c)), on observe des stalagmites sur le fond de gravure et des caries sur les flancs de gravure des aplats. Ces caries sont aussi aperçues à l'intérieur des trous (c). A 80°C, (figure 4.11 (b) et (d)) nous observons une disparition totale des stalagmites sur le fond de gravure (b), ce qui peut être le signe d'une meilleure désorption du composé AlCl<sub>3</sub>, qui se situe en majeure partie sur les grandes surfaces.

Cependant des caries existent toujours sur les flancs de gravure à l'intérieur des trous (d). Nous n'observons pas d'amélioration sur la qualité des flancs de gravure des grandes surfaces ni à l'intérieur des trous, ce qui peut être le signe d'une attaque chimique prépondérante.

L'augmentation de la température favorise la désorption des produits de réaction, notamment sur les grandes surfaces ouvertes. Cette augmentation ne semble pas avoir un impact conséquent sur la qualité des flancs de gravure. Nous ne pouvons pas conclure sur un possible effet de désorption de la couche de passivation lors de l'augmentation de la température de gravure. Nous ne choisissons pas de poursuivre l'optimisation de la gravure avec une haute température du porte-substrat.

### Influence du rapport $\text{Cl}_2/\text{N}_2$ et susceuteur GaAs

Nous décidons de changer le rapport  $\text{Cl}_2/\text{N}_2$  de notre procédé et le type de susceuteur utilisé. Ce choix se base sur la thèse de Julien Campos [12] et les travaux de Jalabert [94] et d'Atlasov [49]. Ces auteurs ont montré qu'il existe un lien entre le flux d'azote et le degré d'ionisation du gaz actif et par conséquent l'attaque physique du plasma. Cependant lorsque le flux d'azote devient important, une couche de passivation se forme, donnant lieu à une gravure inhomogène au niveau des flancs de gravure. Ces travaux ont montré, pour des structures à cristaux photonique dont les dimensions sont similaires à nos structures, qu'il existe une plage de ratio  $\text{Cl}_2/\text{N}_2$  pour laquelle il est possible d'obtenir des flancs de gravure homogènes et verticaux. Cette plage s'étend pour un pourcentage en azote allant de 11% à 50% [12, 49]. Pour des pourcentages inférieurs à 11%, le faible flux d'azote ne permet pas ni un dépôt efficace d'une couche de passivation ni un degrés d'ionisation suffisant du chlore. La gravure est menée principalement par les radicaux  $\text{Cl}^*$  et cette gravure est majoritairement chimique, et donc isotrope.

Lorsque le pourcentage d'azote dépasse une valeur critique  $\simeq 50\%$ , l'effet de passivation devient prépondérante. La gravure n'a pas le temps de se faire alors que la couche de passivation est déjà formée. Des effets de micro-masquage sont attendus sur les flancs des gravure [44, 95, 49, 12].

Le type de susceuteur utilisé a aussi une influence sur la nature de la couche de passivation et sur l'équilibre entre la gravure chimique et physique. Pour un susceuteur en GaAs, la surface susceptible de réagir avec les radicaux  $\text{Cl}^*$  augmente. Elle est de l'ordre de  $80\text{ cm}^2$ . La gravure chimique ne se concentre pas uniquement sur la surface de l'échantillon, qui est elle de l'ordre de  $1\text{ cm}^2$ . En ce qui concerne la nature de la couche de passivation, il se peut qu'elle ait une composition du type GaN [73]. Cependant aucune étude visant à confirmer cette théorie n'a été réalisée dans le domaine des cristaux photoniques dans la filière GaAs.

| $\text{Cl}_2$ (SCCM) | $\text{N}_2$ (SCCM) | P (mTor) | $P_{\text{RF}}$ (W) | $P_{\text{ICP}}$ (W) | T (°) | Susceuteur |
|----------------------|---------------------|----------|---------------------|----------------------|-------|------------|
| 60                   | 10                  | 3        | 200                 | 60                   | 25    | GaAs       |

TABLE 4.5 – Paramètres de la gravure 2.

Nous décidons de commencer avec la gravure présentée dans le Tableau 4.5 avec un pourcentage d'azote de 14%. Nous décidons aussi d'augmenter le degré d'ionisation du chlore et le bombardement ionique en augmentant les puissances RF et ICP.



Dans un premier temps nous décidons d'étudier l'influence du type de suscepteur employé.

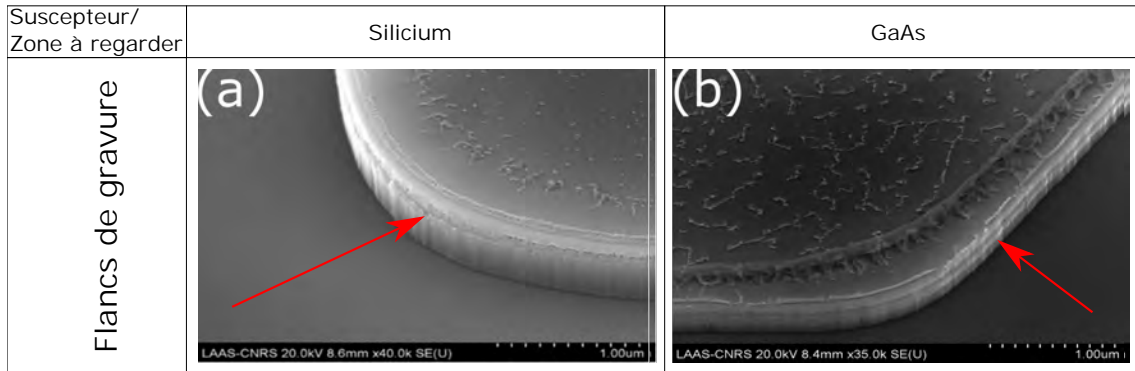


FIGURE 4.12 – Gravure 2 (Tableau 4.5) sur suscepteur (a) Si et (b) GaAs.

La Figure 4.12 montre la même gravure avec deux suscepteurs différents Si (a) et GaAs (b). Dans le cas du suscepteur en Si (a), la flèche rouge pointe vers les défauts des flancs de gravure. Nous continuons d'observer les mêmes caries que dans la Figure 4.11 (a) et (b). Pour le suscepteur en GaAs ces caries ne sont plus visibles et aucun défaut au niveau des flancs de gravure n'est constaté. Les quelques défauts observés en surface sont des restes de résine. Le changement de suscepteur a clairement un impact sur la qualité des flancs de gravure. Une première explication possible serait que le suscepteur en GaAs assure un bon équilibre entre la gravure physique et la gravure chimique, et permette de s'affranchir des caries sur les flancs de gravure. Une autre explication serait la formation d'une couche de passivation en GaN ayant une énergie de liaison plus forte que celle du GaAs et permettant de protéger les flancs de gravure [12, 73]. Nous n'avons pas choisi de continuer cette étude suite aux problèmes de reproductibilité lors de l'utilisation du suscepteur en GaAs. Ce problème de reproductibilité est illustré dans la Figure 4.13. Nous avons réalisé la gravure du Tableau 4.5 sur 5 échantillons différents avec le même suscepteur. La Figure 4.13 montre le profil du flanc de gravure du cinquième échantillon. L'attaque subi par le suscepteur en GaAs a été suffisant pour dégrader considérablement les flancs de gravure, en introduisant à nouveau des caries.

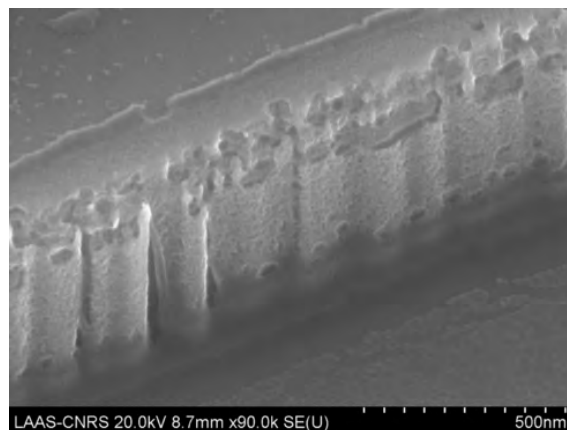


FIGURE 4.13 – Gravure du tableau 4.5 sur suscepteur GaAs après 5 gravures : les conditions de gravure ont changé et la qualité des flancs s'est détériorée.

En conclusion, le suscepteur GaAs semble améliorer la qualité des flancs de gravure. Malheureusement l'usage de ce type de suscepteur rend la gravure peu reproductible, la qualité du substrat se détériore après chaque gravure, ce qui a pour conséquence une nette détérioration de la qualité de la gravure. Nous jugeons raisonnable de revenir sur suscepteur Si et de changer le rapport des gaz pour minimiser l'attaque chimique.

### Influence du rapport $\text{Cl}_2/\text{N}_2$ et suscepteur Si

Nous arrivons au procédé optimisé exposé dans le Tableau 4.1 qui permet l'obtention de flancs de gravure verticaux et homogènes. Le pourcentage d'azote est de 28% et est proche de la valeur optimale obtenue dans la thèse de Julien Campos [12] et dans la littérature [89, 49, 12].

La Figure 4.14 montre une image MEB à 45° de l'intérieur des trous, suite au procédé de gravure du Tableau 4.1. La surface de l'échantillon ne présente aucun défaut et les flancs de gravure à l'intérieur des trous ne présentent pas de caries. Cette gravure possède une sélectivité de l'ordre de 2-3 pour des cristaux photoniques ayant des rayons entre 80 et 100 nm et des paramètres de maille autour de 300 nm, le temps de gravure plasma est de 37 s.

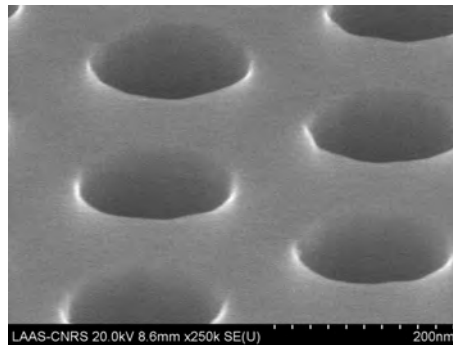


FIGURE 4.14 – Image MEB à 45° des flancs de gravure à l'intérieur des trous résultat du procédé de gravure optimisé (Tableau 4.1).

La figure 4.15 montre un récapitulatif des démarches et décisions prises pour déterminer les paramètres de gravures optimaux. Le but de cette étude était d'obtenir une gravure plasma avec une sélectivité suffisante pour ne pas avoir recours au masque dur. Et de garantir des flancs de gravure peu rugueux, afin de minimiser les pertes optiques par diffusion. Pour cela nous avons étudié l'impact de trois grandeurs : le rapport des gaz, la température et la nature du suscepteur. Nous avons établi un rapport des gaz qui assure un équilibre entre gravure chimique et physique. Ce qui nous a permis d'obtenir une sélectivité suffisante et surtout des flancs de gravure peu rugueux. En ce qui concerne la température du suscepteur, notre hypothèse de départ était que l'augmentation de la température favoriserait la désorption des produits de réaction. Nous avons choisi, compte tenu des résultats obtenus, de ne pas poursuivre cette étude. Finalement nous nous sommes intéressés à l'influence de la possible couche de passivation en fonction de la nature du suscepteur. Nous avons comparé deux gravures avec les mêmes conditions mais en utilisant deux suscepteurs différents, en silicium et en GaAs. Les flancs de gravure présentaient moins de rugosité avec le suscepteur en GaAs, mais la gravure n'était pas reproductible,

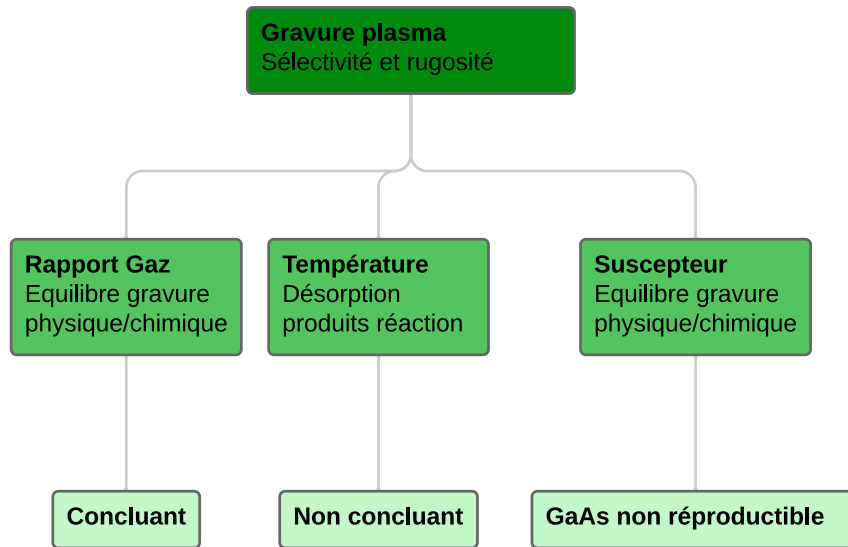


FIGURE 4.15 – Récapitulatif démarches et décisions pour déterminer les paramètres de gravures optimaux, voir tableau 4.1.

notamment à cause de l’usure du suscepteur après chaque gravure. Nous avons donc décidé de rester avec le suscepteur en silicium.

#### 4.2.2 Libération

Le but de cette partie est d’étudier l’impact de différentes conditions de gravure humide. Nous cherchons un procédé permettant d’obtenir une gravure de  $1,5\ \mu\text{m}$  de profondeur (épaisseur de la couche sacrificielle). Afin de mieux caractériser la qualité du fond de gravure, nous travaillons avec des motifs dont la taille caractéristique est de l’ordre du micromètre. Ces motifs ont été définis par photolithographie UV à l’aide d’une résine photosensible.

Dans cette partie nous mettons en évidence les défauts de fabrication introduits par un délaquage au plasma oxygène sans cage de Faraday. Ces défauts ont été aperçus qu’à la fin du procédé de libération.

|               |            |             |         |
|---------------|------------|-------------|---------|
| Mouillage IPA | Gravure HF | Gravure KOH | Séchage |
|---------------|------------|-------------|---------|

TABLE 4.6 – Procédé de libération de Julien Campos [12].

Le procédé de gravure humide actuel a été mis au point par Julien Campos [12]. Les différentes étape de ce procédé sont exposés dans le Tableau 4.6. Il comprend une partie de gravure humide au HF puis une gravure à l’hydroxyde de potassium (KOH) qui permet de nettoyer les résidus rencontrés après gravure humide.

Pour éviter une contamination KOH des autres paillasse de chimie, la gravure KOH est réalisée dans une paillasse exclusive, puis un cycle de décontamination doit être respecté. Les étapes du procédé de décontamination sont exposées dans le Tableau 4.7. Entre chaque étape de gravure et de décontamination, l’échantillon doit rester à tout moment sous un liquide ou ménisque. Le passage entre la paillasse dédiée à la gravure HF et celle dédiée à la gravure KOH est fait avec l’échantillon submergé dans un béccher d’eau DI. L’étape de séchage est réalisée à nouveau dans

|             |              |                |              |
|-------------|--------------|----------------|--------------|
| Gravure KOH | Purification | Neutralisation | Purification |
| KOH 40%     | H2O          | CH3COOH        | H2O          |
| 10 min      | Resistivité  | 10 min         | Resistivité  |

TABLE 4.7 – Procédé de décontamination : nom des étapes, réactif chimique et durée des étapes. NB : Résistivité indique l'attente d'une condition de pureté de l'eau de rinçage.

une paillasse autre que celle utilisée pour le KOH, le transfert étant à nouveau fait à l'aide d'un bécher d'eau DI. L'étape de purification de l'échantillon et des pinces utilisées est faite à l'eau distillée avec critère de résistivité. La neutralisation est faite avec une solution concentrée d'acide acétique.

Le procédé mis au point par Julien Campos est complexe, chaque étape de transfert de l'échantillon entre les différents bechers, de gravure et de décontamination, présente un risque de faire éclater le ménisque et donc de casser la structure suspendue. Le nettoyage de débris à l'aide du KOH peut aussi modifier le rayon des motifs (écart relatif de l'ordre de 6%) via une gravure latérale des flancs de gravure [52].

Nous cherchons à mettre en place un procédé ayant moins d'étapes de gravures et dont les solutions utilisées ne changent pas les dimensions des motifs.

|               |              |            |         |
|---------------|--------------|------------|---------|
| Mouillage IPA | Désoxydation | Gravure HF | Séchage |
|---------------|--------------|------------|---------|

TABLE 4.8 – Procédé de libération de départ.

Le Tableau 4.8 montre les étapes du procédé de libération de départ. A partir de ce procédé, nous étudierons la composition des différents défauts de fabrications et trouverons des solutions simples pour les enlever. La désoxydation et la gravure humide sont réalisées pendant une durée de 1 min. La désoxydation permet de graver l'oxyde d'aluminium en surface et donc de permettre un libre passage pour le HF.

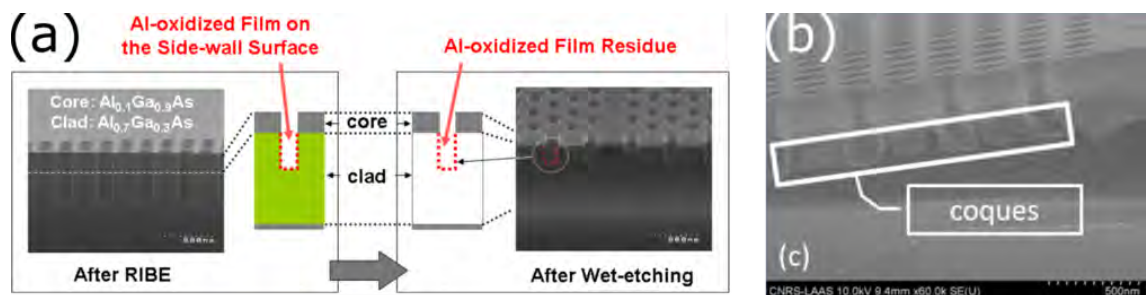


FIGURE 4.16 – Exemple de coques d'oxyde [12, 71], observées suite à l'usage du plasma  $O_2$  pour l'étape de délaquage.

La Figure 4.16 montre les différents défauts susceptibles d'apparaître, au niveau de la couche sacrificielle, lorsque l'étape de délaquage est réalisée au plasma oxygène. Nous observons l'apparition des coques en oxyde d'aluminium qui ne sont pas gravées par le HF [87, 96]. Nous décidons pour cela d'ajouter une étape de désoxydation au HCl avant l'étape de gravure au HF.

## Défauts de libération

Nous commençons par exposer les problèmes liés au délaquage plasma oxygène que nous avons rencontrés après la gravure humide.

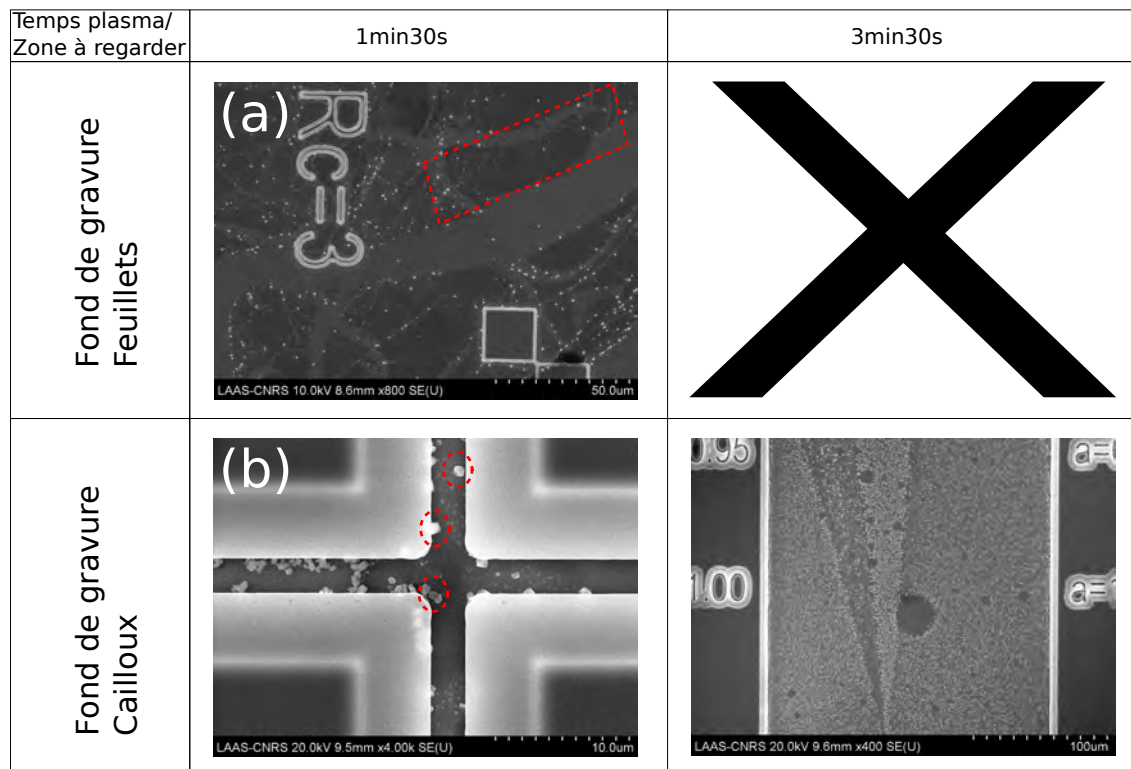


FIGURE 4.17 – Image MEB à plat des défauts à la fin de la première gravure humide, avec délaquage in-situ au plasma  $O_2$ .

La Figure 4.17 montre les différents défauts retrouvés suite au procédé de libération du Tableau 4.8 et pour un délaquage au plasma oxygène de 1 min 10 s (a), (b) et de 3 min 30 s (c). La Figure 4.17 (a) montre une fine couche grise déposée sur toute la surface de l'ancienne couche sacrificielle (rectangle rouge). Dans un premier temps nous pensions qu'il s'agissait d'une couche de résine redéposée sur l'échantillon ou un résidu amorphe de type  $Al(OH)_3$  issu de la réaction entre l'aluminium de la couche sacrificielle et les vapeurs de HF [52]. Nous avons essayé, sans succès, de l'enlever à l'aide de différents solvants organiques disponibles en salle blanche. Les figures 4.17 (b) et (c) montrent des défauts en forme de cailloux (cercle rouge (b)). La densité de ces défauts semble augmenter avec le temps de délaquage au plasma oxygène. Ces défauts ont déjà été retrouvés dans la littérature [12, 71, 87]. Il peut s'agir des composés en oxyde d'aluminium formés lors du contact entre la couche sacrificielle riche en aluminium et l'oxygène de l'air ambiant et du plasma de délaquage [71] ou de composés cristallins en trifluorure d'aluminium  $AlF_3$  formés pendant l'étape de gravure humide [45, 87, 52]. La forme des cailloux ne semble pas correspondre à un composé en  $AlF_3$ . Afin de comprendre la composition de ces défauts, nous avons réalisé une analyse EDX puis une analyse Raman en diffusion.

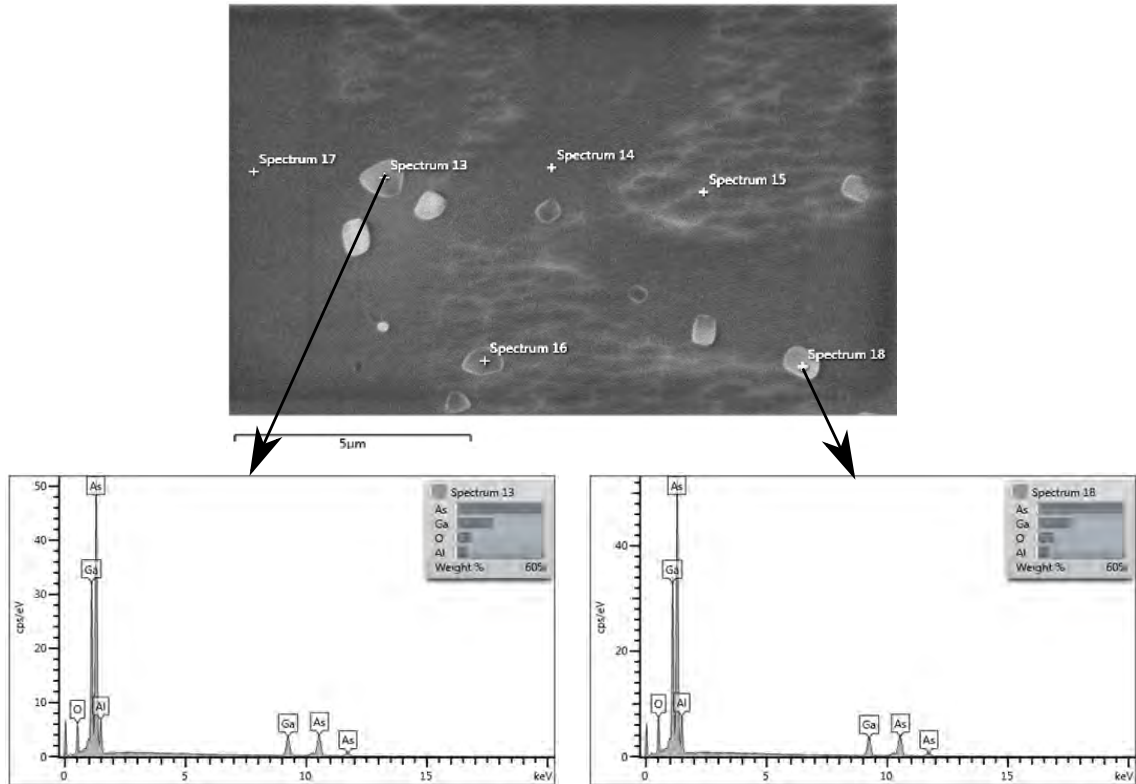


FIGURE 4.18 – Analyse EDX : (a) Image MEB de la zone d’analyse, (b) et (c) spectres EDX sur deux cailloux.

### Analyse des cailloux

Dans un premier temps nous nous intéressons à l’analyse EDX des cailloux. La Figure 4.18 montre la zone d’analyse EDX et les spectres obtenus. Nous nous intéressons à la composition chimique des cailloux 13 et 18. Cette analyse EDX donne comme résultat des composés contenant de l’oxygène, de l’aluminium, du gallium et de l’arsenic. Cependant l’intensité du signal de gallium et d’arsenic est la même pour les différents cailloux que pour le fond de gravure (non représentée ici). Ce qui nous permet de conclure qu’il s’agit en fait du signal renvoyé par le substrat et que les cailloux ont pour constitution  $Al_xO_y$ . Cependant nous avons réalisé une désoxydation avant l’étape de gravure HF, ces oxydes étaient donc présents en profondeur dans la couche sacrificielle. Il se peut que la couche sacrificielle ait été implantée par le délaquage plasma ou par des restes d’oxygène dans le bâti de gravure [87]. Nous avons testé la même libération sans délaquage plasma  $O_2$ , les cailloux étaient encore présents mais en plus faible densité.

Nous décidons de réaliser une étape de désoxydation avant et après l’étape de gravure HF. La désoxydation avant nettoie la surface d’aluminium en contact avec l’air ambiant. Elle permet notamment un libre passage de la solution d’acide fluorhydrique au travers les motifs manométriques en supprimant les coques pouvant se former à l’intérieur des motifs. L’étape de désoxydation d’après permet de graver les composés en oxyde d’aluminium se formant en profondeur dans la couche sacrificielle.

La Figure 4.19 montre l’impact de la deuxième désoxydation du procédé du Tableau 4.2 pour un échantillon ayant subi un délaquage plasma de 3 min 30 s. La

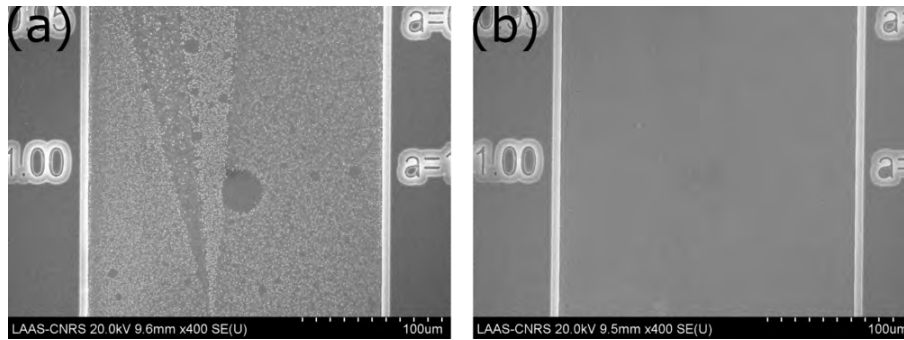


FIGURE 4.19 – Image MEB à plat. Impact de la deuxième désoxydation du procédé optimisé (Tableau 4.2) : (a) Sans désoxydation. (b) Avec désoxydation.

Figure 4.19 (a) montre que lorsque la deuxième désoxydation n'est pas réalisée, les cailloux sont présents et nombreux. La Figure 4.19 (b) que la deuxième désoxydation permet de graver les cailloux. Les étapes de désoxydation, en amont et en aval la gravure HF ne nécessitent pas de procédé de nettoyage particulier et peuvent être réalisés sur la même paillasse que la gravure HF. Avec ce procédé nous réduisons la complexité du procédé et le risque de casser la membrane.

### Analyse des feuillets

Nous nous intéressons maintenant aux feuillets déposés sur le fond de gravure. Une première analyse EDX des feuillets n'a pas permis de conclure quant à leur composition. Nous réalisons une analyse Raman en diffusion pour avoir plus d'informations quant à une possible structure cristalline de ces défauts.

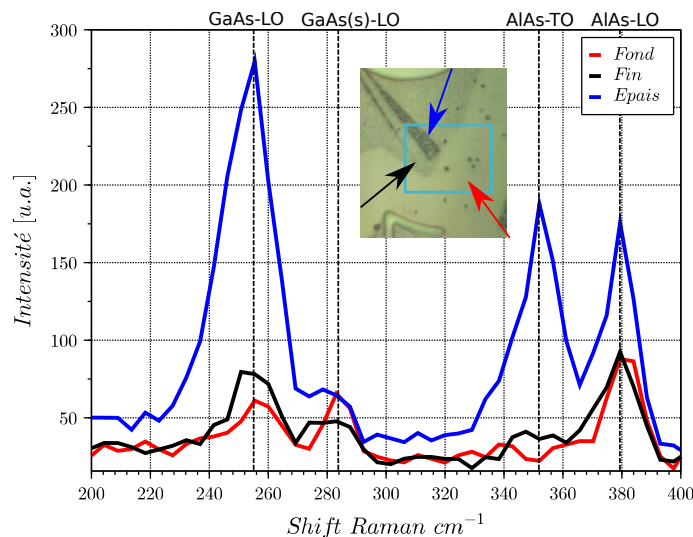


FIGURE 4.20 – Spectre Raman pour une excitation à 632,8 nm. En insert une image au microscope optique de la zone étudiée. Le code couleur correspond aux différents feuillets présents (noir et bleu) et au fond de gravure (rouge).

La Figure 4.20 montre en insert la zone sur laquelle nous avons réalisé la spectroscopie Raman. Nous distinguons trois zones : une zone contenant des feuillets épais (flèche bleue), une zone contenant des feuillets fins (flèche noire) et le fond de

libération (flèche rouge). Cette Figure montre aussi, pour une excitation à 632,8 nm, le spectre Raman des trois différentes zones d'études. Les différentes signatures des composés sont présentées dans le Tableau 4.9.

| Composé                      | GaAs(s)-LO | GaAs-LO | AlAs-LO | AlAs-TO |
|------------------------------|------------|---------|---------|---------|
| Shift Raman $\text{cm}^{-1}$ | 283        | 257     | 375     | 350     |

TABLE 4.9 – Résultats spectroscopie Raman

Le pic GaAs(s)-LO provient des liaisons GaAs du substrat (100). La couche sacrificielle possède la même direction cristalline que le substrat (100). Les pics GaAs-LO et AlAs-LO proviennent des liaisons GaAs et AlAs présentes dans la couche sacrificielle AlGaAs [91].

Sous cette direction cristalline (100), les règles de sélection Raman interdisent le mode transverse AlAs-TO provenant de la liaison AlAs de la couche sacrificielle AlGaAs [97].

La courbe rouge sur la figure 4.20 montre le spectre Raman d'un point du fond de gravure. Nous observons le mode GaAs(s)-LO provenant du substrat GaAs (100). Nous observons aussi les modes GaAs-LO et AlAs-LO provenant des liaisons GaAs et AlAs dans la couche sacrificielle. La couche sacrificielle n'a donc pas été gravée en totalité et nous devons augmenter le temps de gravure HF. Nous n'observons pas le mode AlAs-TO pour le fond de gravure, ce qui est cohérent avec les règles de sélection Raman qui interdisent ce mode pour une structure cristalline (100) [97].

La courbe noire sur la figure 4.20 montre le spectre Raman d'un point du feuillet fin. Nous observons toujours une signature provenant du substrat GaAs (100). Nous observons aussi les modes GaAs-LO et AlAs-LO provenant de la couche sacrificielle. Ces feuillets proviennent donc de la couche sacrificielle. Cependant nous observons une légère signature du mode AlAs-TO, ce qui n'est pas possible pour une structure (100).

La courbe bleue sur la figure 4.20 montre le spectre Raman d'un point du feuillet épais. Nous observons une augmentation marquée uniquement de l'intensité des modes issus de la couche sacrificielle GaAs-LO, AlAs-LO et AlAs-TO. Le feuillet épais provient aussi de la couche sacrificielle.

La présence du mode AlAs-TO uniquement pour les feuillets pointent vers un repliement de la structure cristalline de la couche AlGaAs. Ce repliement peut-être dû à une gravure incomplète et inhomogène.

La présence des modes GaAs-LO et AlAs-LO pour le fond de gravure, révèle que la gravure de la couche sacrificielle est incomplète.

Nous ajoutons un agitateur magnétique et augmentons le temps de la gravure HF à 1 min 30 s, afin d'obtenir une gravure complète et homogène.

La figure 4.21 montre un récapitulatif des décisions prises pour établir le procédé de libération. Le but était d'obtenir un procédé de libération simple à mettre en place et qui minimise les risques d'effondrement de la membrane. Il nous fallait éviter les méthodes de nettoyage à base de KOH. Pour cela nous avons étudié la nature des différents défauts retrouvés. L'analyse EDX nous a permis de conclure quant à la composition chimique des cailloux au fond de gravure. Puis l'étude par spectroscopie Raman nous a permis d'identifier la nature cristalline des feuillets au fond de gravure. Nous avons donc décidé de remplacer le nettoyage KOH par



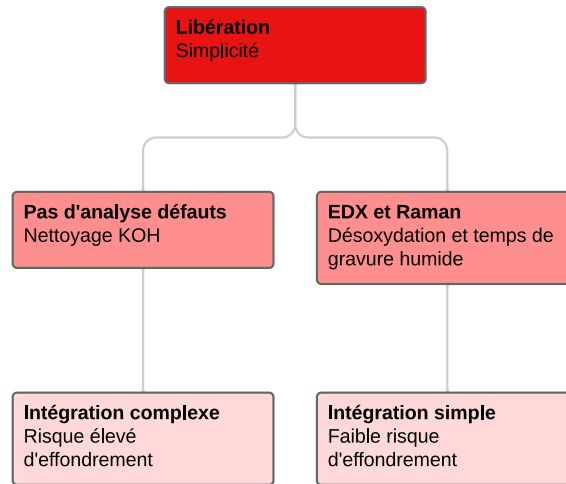


FIGURE 4.21 – Récapitulatif des décisions prises pour établir le procédé de libération, voir tableau 4.2.

une étape de désoxydation, en amont et en aval de l'étape de gravure HF, pour graver les composants de type oxyde. Puis de recalibrer les conditions de gravure HF (temps de gravure et agitateur magnétique), afin d'obtenir une gravure complète et homogène. Ces modifications s'intègrent facilement à la procédure de libération et surtout réduisent considérablement le nombre d'étapes susceptibles de faire effondrer la membrane.

### 4.2.3 Méthode de délaquage

La section précédente a permis de mettre en évidence les défauts en oxyde créés par un délaquage plasma. Ces défauts ne sont visibles qu'à la fin du procédé de fabrication et proviennent d'une oxydation en surface et en profondeur de la couche sacrificielle AlGaAs.

Dans cette section nous présentons les défauts introduits en surface par le délaquage plasma oxygène. Nous nous intéressons ensuite au procédé de nettoyage (délaquage) de résine mis au point. Notre procédé est libre de produits CMR, de plasma oxygène [76, 77, 54] ou d'autres solutions à base de peroxyde d'hydrogène et d'hydroxyde de potassium [52], qui risquent d'endommager le milieu III-V.

Après l'étape de gravure plasma, une étape est nécessaire pour nettoyer les restes de résine de la surface de l'échantillon. Pour les résines organiques habituelles, un bain de quelques dizaines de minutes dans l'acétone suffit. Dans le cas de la résine CSAR 62 utilisé dans notre procédé, nous avons confirmé que le bain d'acétone seul ne suffit pas pour enlever la résine, et ce même après 48h. Nous exposons les différentes pistes que nous avons explorées avant d'arriver au procédé de nettoyage uniquement à base de DMSO.

#### Délaquage plasma oxygène

Dans un premier temps nous avons essayé un bain d'acétone de 48h (Figure 4.22 (a)) suivi de plusieurs traitements au plasma oxygène avec cage de Faraday (Figure 4.22 (b)) ; nous n'avons pas obtenu de résultats positifs, la surface et notamment les bords des motifs montraient toujours des traces de résine (flèche noire).

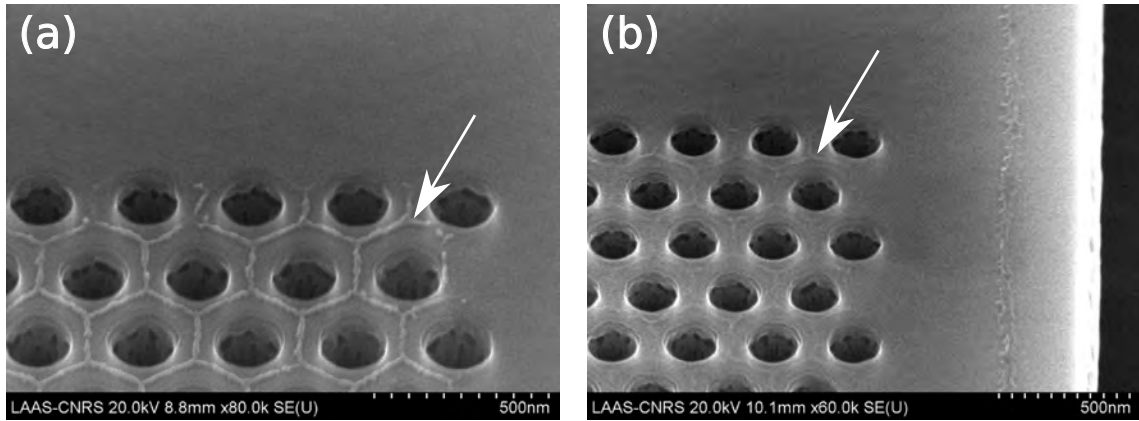


FIGURE 4.22 – Image MEB à  $45^\circ$  : (a) délaquage après 48h dans un bain d’acétone ; (b) pour le même échantillon, après 5 traitements de 5 minutes au plasma oxygène avec cage de Faraday. Les traces de résine aux bords des motifs restent visibles.

Nous avons donc choisi de réaliser un délaquage au plasma oxygène directement après l’étape de gravure sèche, et ce sans sortir l’échantillon de l’enceinte sous vide. Nous appelons ce procédé délaquage in-situ et il est réalisé sans cage de Faraday. Nous pouvons suivre l’avancée du nettoyage par observation des franges d’interférence sur le dispositif de Détection de Fin d’Attaque (DFA).

Lorsque la résine n’est plus présente en surface, nous n’observons plus de franges d’interférence. Nous appelons le temps nécessaire pour enlever la résine des grandes surface  $T_{mp}$ . Nous choisissons d’arrêter la gravure à  $T = T_{mp} + dt$  pour assurer le délaquage des grandes surfaces et des bords des motifs. Nous testons un délaquage  $T = 1 \text{ min } 10 \text{ s}$  et un autre  $T = 3 \text{ min } 30 \text{ s}$  avec  $T_{mp} \simeq 25 \text{ s}$ .

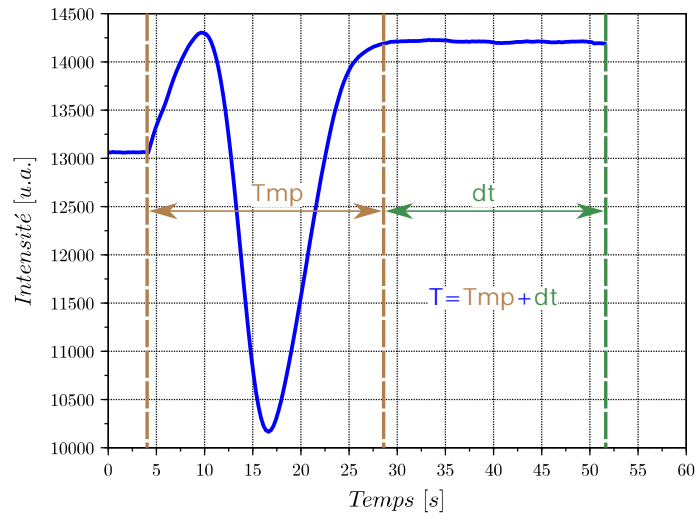


FIGURE 4.23 – Exemple de courbe DFA pour le suivi du processus de délaquage.

La Figure 4.23 montre une courbe typique de suivi DFA, le signal interférométrique au cours du temps est représenté par la courbe bleue, en marron nous représentons le temps de délaquage  $T_{mp}$  et en vert le temps supplémentaire  $dt$ .

La Figure 4.24 montre les résultats pour les différents temps de délaquage. La Figure 4.24 (a) montre l’état de la surface de l’échantillon après délaquage de 3 min 30 s et avant l’étape de libération. La flèche noire pointe vers ce que nous pensons être

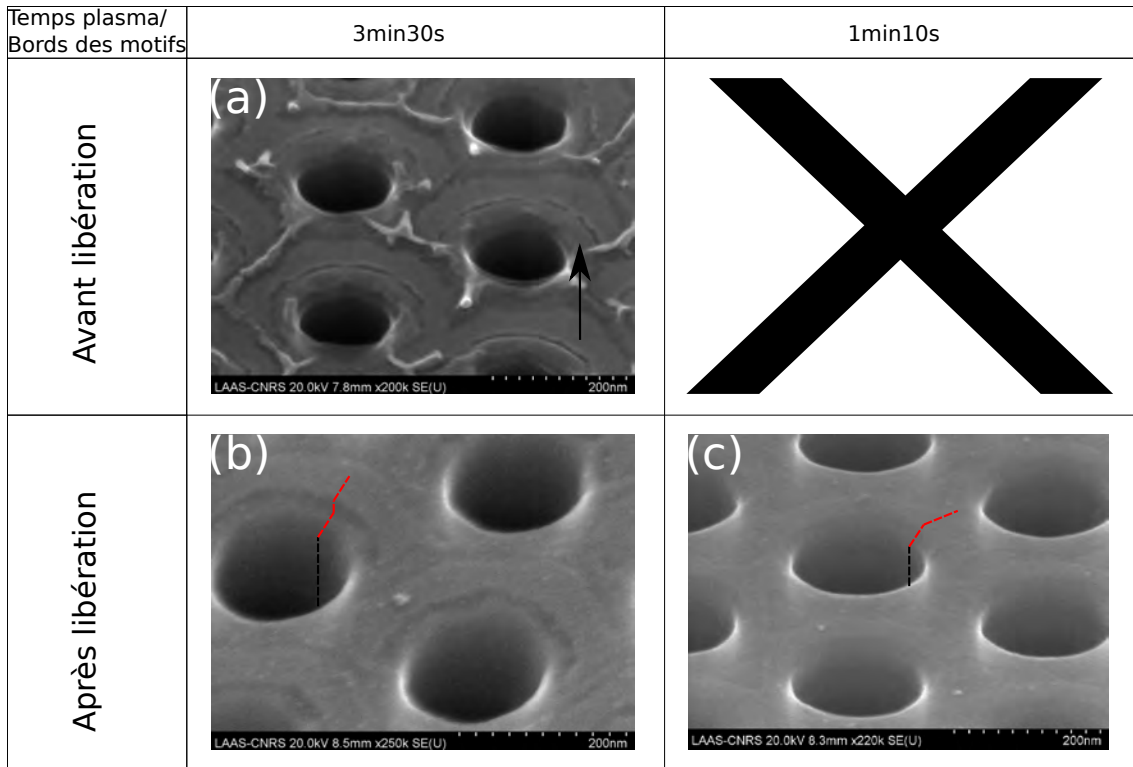


FIGURE 4.24 – Image MEB à 45°. Résultats du procédé de délaquage in-situ. Délaquage d'une durée de  $T = 3\text{min}30\text{s}$  : (a) observation avant l'étape de libération et (b) même échantillon observé après l'étape de libération ; (c) délaquage d'une durée de  $T = 1\text{min}10\text{s}$  observé après libération. Le procédé de libération est celui du Tableau 4.2, le procédé de gravure plasma est celui du Tableau 4.1. Les traits verticaux en noirs représentent le profil de gravure à l'intérieur des trous, les traits verticaux en rouge représentent le profil clairement en escalier (b) et légèrement arrondi (c) au bord des trous.

des restes de résine accrochés aux bords des trous. L'équipe de Midolo pointe vers une couche polymère organique provenant de l'interaction entre le plasma et la résine. Leur méthode de nettoyage consiste à oxyder cette couche organique à l'aide d'un bain d'hydroxyde de potassium puis de désoxyder la surface avec un bain en KOH. Nous avons essayé, sans succès, d'enlever ces restes à l'aide d'un bain d'acétone pendant 48h. A la fin du procédé de libération, les différents acides ont permis de nettoyer les quelques restes de résine. La Figure 4.24 (b) montre le même échantillon après l'étape de libération du Tableau 4.2. Les quelques restes de résine ont été nettoyés à partir des différents acides du procédé de libération. Cependant, le bord de chaque trou est arrondi, comme l'indique le profil en escalier entre les traits noirs et rouges. Nous pensons que cet arrondi provient de l'attaque physique de la membrane par le plasma oxygène lors du délaquage sans cage de Faraday. Nous avons décidé de réaliser un délaquage plus court de 1 min 10 s en espérant de réduire l'impact de cette attaque physique et nous procédons directement à l'étape de libération. La Figure 4.24 (c) montre l'échantillon après l'étape de libération pour un temps de délaquage de 1 min 10 s. Nous observons à nouveau un léger arrondi aux bords des motifs, cet arrondi est moins prononcé que pour le temps de délaquage plus important. Nous avons aussi essayé, sans succès, de nettoyer les restes de résine,

après l'étape de gravure, directement lors de l'étape de libération.

Le délaquage au plasma oxygène endommage donc la surface de manière visible. De même, la section précédente a permis de mettre en évidence une possible implantation en profondeur de la couche sacrificielle et potentiellement aussi de la membrane. L'implantation d'oxygène introduit des défauts, en surface et en profondeur, où les recombinaisons radiatives peuvent avoir lieu [23, 84]. Il faut donc chercher une méthode de délaquage qui n'emploie pas de plasma oxygène.

### Délaquage au DMSO

Nous étudions l'impact du DMSO à chaque étape du procédé entre la gravure plasma et le séchage à éthanol. Nous réalisons un premier bain de DMSO à  $80^\circ$  sur plaque agitatrice pendant 2 heures juste après l'étape de gravure. D'après la littérature l'usage exclusive des solvant organiques après la gravure plasma n'est pas suffisante pour assurer un bon nettoyage.

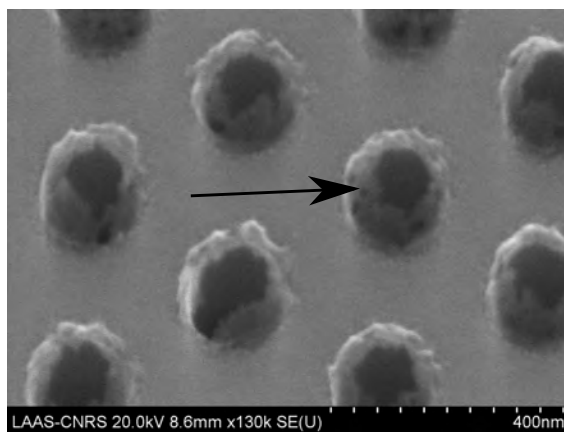


FIGURE 4.25 – Image MEB à  $45^\circ$ . Résultats de la procédure de délaquage au DMSO après gravure plasma. La durée est de 2 heures à  $80^\circ$  sur plaque agitatrice

La Figure 4.25 montre l'état de l'échantillon après deux heures de délaquage après l'étape de gravure plasma. Nous n'observons pas de restes de résine sur les grandes surfaces entre les trous. La flèche noire montre des résidus en forme de champignon qui sont encore accrochés aux bords des motifs. Nous avons différentes hypothèse : il s'agit d'une couche carbonée provenant de la résine organique. Cette s'est endurci suite à une forte interaction avec le plasma. Il peut aussi s'agir des restes de résine qui sont protégés par un dépôt d'aluminium provenant de la couche sacrificielle, et donc insensibles au DMSO.

Pour ce même échantillon nous réalisons la libération de la membrane. La Figure 4.26 montre l'état de l'échantillon après libération (Tableau 4.2) sans l'étape de délaquage à la fin. Nous continuons d'observer quelques restes de résine attachés aux bords des motifs (flèche noire). Contrairement à la Figure 4.25 les champignons semblent s'être écroulés à l'intérieur des motifs. Nous supposons que la couche qui protège les restes carboniques a été gravée, laissant exposés ces restes. Nous décidons de réaliser sur ce même échantillon un dernier délaquage DMSO à  $80^\circ$  sur plaque agitatrice pendant 10 minutes.

La Figure 4.27 montre l'état du même échantillon ayant subi un délaquage après la libération. Les champignons écroulés sur les bords des motifs ne sont plus pré-

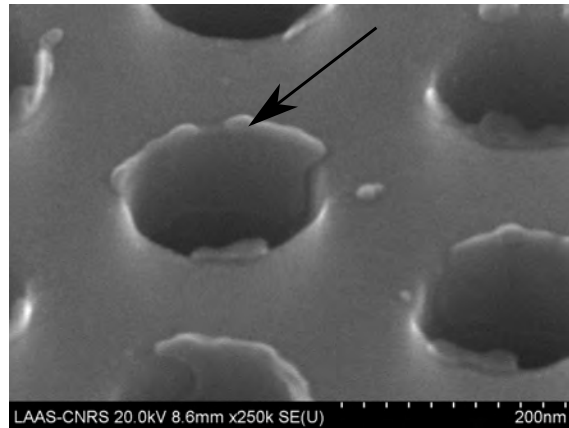


FIGURE 4.26 – Image MEB à 45°, même échantillon que la Figure 4.25. Libération optimisée (Tableau 4.2) sans l'étape de délaquage DMSO.

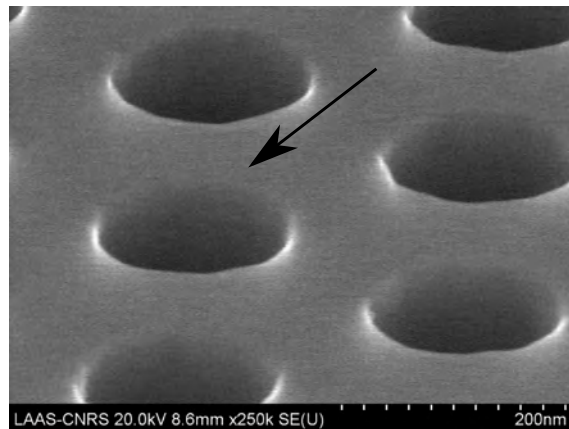


FIGURE 4.27 – Image MEB à 45°, même échantillon que la Figure 4.25. Libération optimisée (Tableau 4.2).

sents. Ces champignons étaient bien des restes carboniques protégés par un possible dépôt d'aluminium. Nous obtenons un échantillon libre de résine et d'arrondis des trous. Nous avons choisi de réaliser cette dernière étape de délaquage de manière systématique sur tous les échantillons. Cette étape de délaquage doit être effectuée après la deuxième désoxydation, pour cela il faut rincer l'échantillon à l'eau distillée, puis l'introduire dans un bécher au DMSO chauffé à 80°C sur plaque agitatrice pendant 10 minutes, le tout doit être couvert avec du parafilm. L'échantillon est ensuite rincé dans un bécher IPA avant de procéder à l'étape de séchage. Cette étape est réalisée en introduisant l'échantillon dans un bécher d'éthanol pendant 30 secondes puis en le séchant à l'azote. Il est impératif de garder l'échantillon sous le ménisque pendant tout le procédé.

Ce procédé de délaquage permet de minimiser le contact entre l'échantillon et les milieux (gaz ou solution) susceptibles d'endommager les propriétés optiques de l'empilement.

La figure 4.28 montre un récapitulatif des décisions prises pour établir le nouveau procédé de délaquage. Ce procédé doit avant tout être compatible avec la filière (In)GaAs/AlGaAs. La plupart des articles évoquent très rapidement, voire excluent complètement, les méthodes de délaquage employées. Pour les articles qui

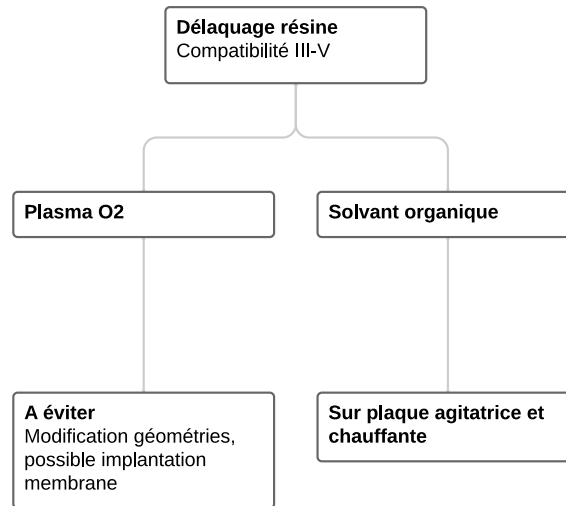


FIGURE 4.28 – Récapitulatif des décisions prises pour établir le procédé de libération, voir tableau 4.2.

mentionnent la méthode de délaquage, nous retrouvons un usage systématique de plasma oxygène, complété par un nettoyage à l'acétone ou un nettoyage par réaction d'oxydo-réduction. L'usage du plasma modifie considérablement l'aspect des trous à la surface (arrondi), puis risque d'oxyder la membrane en profondeur par implantation d'oxygène. Puis le recours à une réaction d'oxydo-réduction modifie légèrement le rayon des trous. Pour éviter ces problèmes nous avons mis en place une procédure à base du solvant organique DMSO, qui ne modifie pas la nature de la membrane ni l'aspect des trous.

#### 4.2.4 Conclusion

J'ai résumé dans cette partie les travaux d'optimisation du procédé de fabrication de membranes GaAs que j'ai mené durant ma thèse. Dans une première partie nous avons fait un récapitulatif des procédés les plus répandus. Nous avons illustré le lien entre le type de masque utilisé et les paramètres géométriques des motifs. Nous avons aussi étudié les différents gaz utilisés ainsi que leur rôle lors de l'étape de gravure. Nous avons fait de même pour les étapes de libération et nettoyage de résine et des débris de libération. Nous avons exposé notamment le possible impact des méthodes de nettoyage de résine ou de débris sur les propriétés optiques du milieu : en particulier l'impact du plasma oxygène sur les pertes par recombinaisons non radiatives et l'impact des méthodes de nettoyage sur les paramètres géométriques des motifs et donc des caractéristiques optiques des composants.

Nous avons ainsi développé un procédé de fabrication qui exclut l'usage de plasma oxygène et des solutions chimiques modifiant les paramètres géométriques des motifs. Pour mettre en place ce procédé, nous avons étudié en détail la composition des défauts à chaque étape de sorte à adapter notre procédé pour éviter leur apparition. Ce nouveau procédé devrait garantir des meilleures performances laser, notamment un seuil plus faible.

Pour valider ce procédé de fabrication, nous mettons en évidence une réduction

du seuil laser en comparant les performances des guides à défaut fabriqués avec l'ancien procédé avec ceux obtenus à partir du procédé mis en place dans cette thèse.

### 4.3 Exemples de structures fabriquées

Le procédé de fabrication optimisé de la section précédente permet l'obtention des cristaux photoniques dont le rayon est supérieur à 80 nm. Pour les dimensions inférieures à 80 nm de rayon, la sélectivité de la gravure plasma n'est pas suffisante. Nous devons rajouter un masque dur de  $\text{SiO}_2$ , mais la gravure plasma mise en place est toujours compatible.

Nous nous intéressons aux structures réalisées à partir du procédé de fabrication optimisé. Dans un premier temps nous réalisons des guides  $W3\Gamma K$  [13]. Le rapport de forme pour ces structures est de l'ordre de 0,66. Notre objectif, à travers cette étude, est double. D'une part, nous voulons valider notre nouveau protocole de fabrication complet sur des structures connues et déjà étudiées. D'autre part, nous voulons valider, par comparaison avec des structures connues, l'intérêt de l'ajout des barrières  $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$  avant chaque interface GaAs/Air de la membrane pour limiter les recombinaison de porteurs aux interfaces. Nous présentons ensuite des cavités à autocollimation mésoscopique en incidence normale. Le rapport de forme pour ces structures est de l'ordre de 0,6. Finalement nous présentons des structures membranaires réalisées à l'aide d'un masque en  $\text{SiO}_2$  et en copolymère à blocs. Le rapport de forme de ces structures est de l'ordre de 0,27.

#### 4.3.1 Guide $W3\Gamma K$

Dans cette partie nous nous intéressons à la validation expérimentale de notre procédé de fabrication. Nous concevons des guides  $W3\Gamma K$  optimisés avec les paramètres obtenus par Alexandre Larrue en 2008 [14, 13]. Cette conception est basée sur une simulation de type PWEM (Plane Wave Expansion Method) 2D. Nous considérons ici que la membrane est un milieu équivalent verticalement infini avec un indice de réfraction de  $n_1 = 3,25$ , ce qui correspond à l'indice effectif du mode guidé dans la membrane autour de 980 nm (voir la section

La Figure 4.29 montre le diagramme de bandes de la structure considérée, les croix rouges correspondent au mode guidé qui nous intéresse, la croix verte correspond au mode au deuxième repliement. Nous souhaitons exciter le mode guidé au deuxième point de repliement, en  $k_x = 0$ , pour une longueur d'onde située dans le spectre d'émission des puits quantiques. Ce mode possède une fréquence réduite de  $u_0 \simeq 0,3118 [a/\lambda]$ , ce qui correspond à une période de  $a \simeq 305$  nm et compte tenu du rapport  $r/a = 0,3$  utilisé, à un rayon  $r \simeq 92$  nm.

La Figure 4.30 (a) montre une image MEB des guides fabriqués. De gauche à droite la longueur du guide varie de 50  $\mu\text{m}$  à 400  $\mu\text{m}$ . Sur une même colonne nous faisons varier le paramètre de maille. La Figure 4.30 (b) montre une image MEB du guide à défaut où le mode se propage. La Figure 4.30 (c) montre une image MEB à 45° de l'intérieur d'un trou : aucune rugosité ou carie n'est visible.

La méthode de caractérisation est la même que celle décrite dans l'article d'Alexandre Larrue [13] : les guides à défaut sont pompés optiquement par la surface par un laser

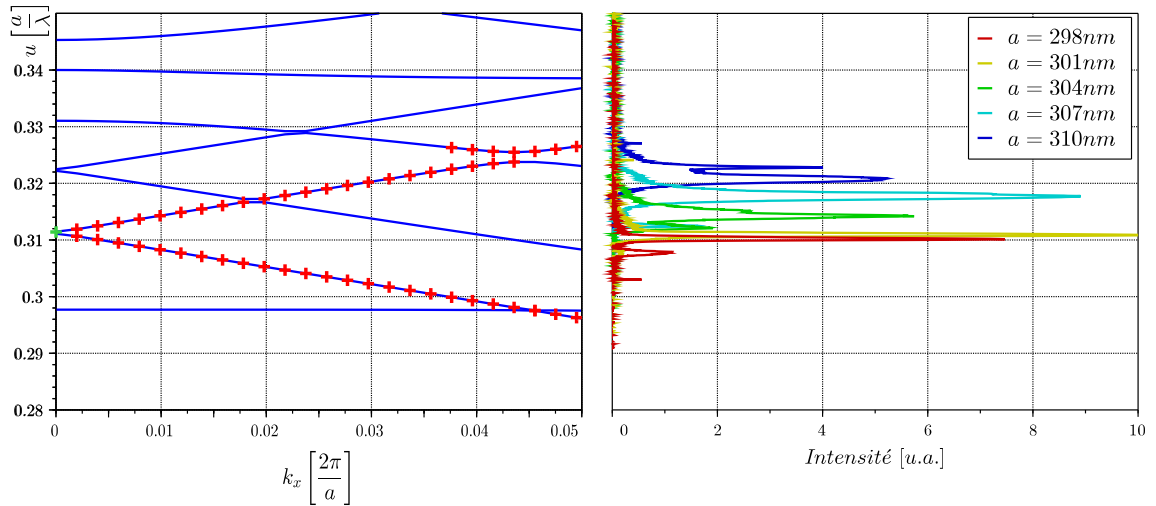


FIGURE 4.29 – Gauche : diagramme de bandes (calcul MPB) d'un guide W3 optimisé. les croix rouges indiquent la dispersion du mode guidé fondamental. La croix verte le point de fonctionnement DFB en  $\Gamma$ . Droite : spectres d'émission laser expérimentaux pour différents paramètres de maille.

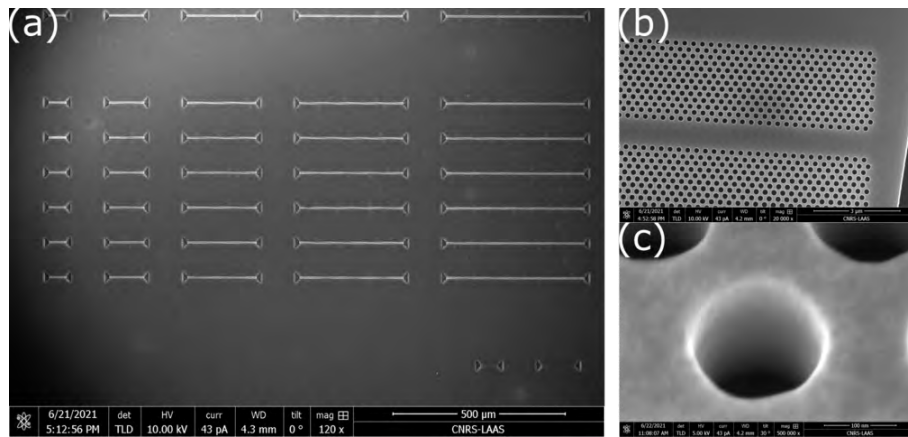


FIGURE 4.30 – (a) Image MEB à plat : Guides fabriqués en salle blanche, différentes longueurs :  $50\mu\text{m}$ ,  $100\mu\text{m}$ ,  $200\mu\text{m}$ ,  $300\mu\text{m}$ ,  $400\mu\text{m}$ . Sur cet échantillon, le paramètre de maille évolue de  $298\text{nm}$  à  $303\text{nm}$  par pas de  $1\text{nm}$  selon la verticale. (b) Image MEB à plat : Défaut du guide. (c) Image MEB à  $45^\circ$  : Qualité des flancs de gravure des trous.

impulsionnel à  $532\text{nm}$  dont le faisceau est mis en forme afin de pomper uniformément le défaut photonique sur toute sa longueur.

Nous réalisons une première caractérisation optique avec des guides de  $300\mu\text{m}$  de long et nous faisons varier le paramètre de maille  $a$  de  $298\text{nm}$  à  $310\text{nm}$  par pas de  $3\text{nm}$ . Cette première caractérisation permettra de déterminer un premier intervalle autour du paramètre de maille qui permet une émission proche de  $u_0$ . Les résultats sont représentés à droite dans la Figure 4.29 : en abscisse l'intensité du mode, en ordonnée sa fréquence réduite et en code couleur le paramètre de maille. Pour les échantillons de période  $a = 301\text{nm}$ , l'émission est spectralement monomode, très fine, et à lieu à une fréquence réduite très proche de la fréquence réduite prédite pour le mode DFB. Nous avons réalisé un second échantillon, avec des guides de



différentes longueurs en faisant varier le paramètre de maille de 298 nm à 304 nm. Pour le paramètre de maille  $a = 301$  nm nous retrouvons une émission à  $\lambda = 967$  nm, ce qui correspond à  $u = 0,997 \times u_0 = 0,3111 [a/\lambda]$  (figure 4.31).

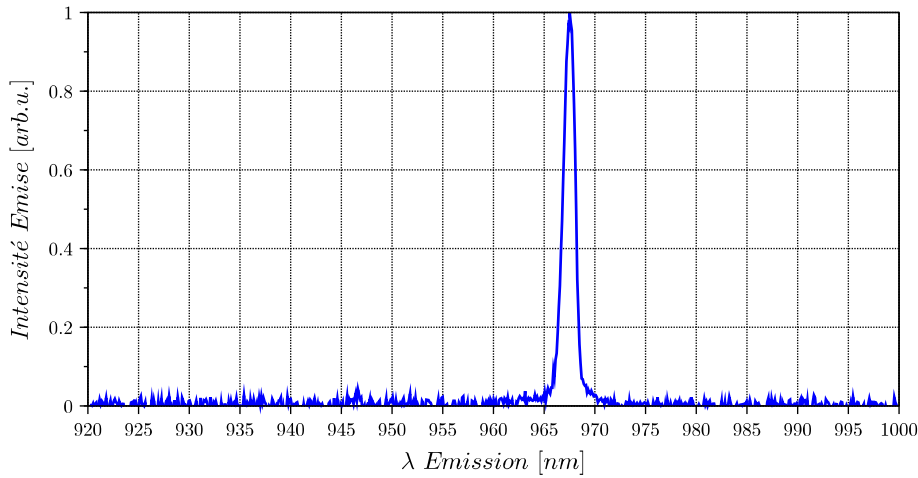


FIGURE 4.31 – Émission monomode pour un guide de longueur  $L = 300 \mu\text{m}$  et un paramètre de maille  $a = 301$  nm.

La Figure 4.31 montre l'émission monomode à 967 nm d'un guide de longueur  $L = 300 \mu\text{m}$  et  $a = 301$  nm. Ce mode correspond au mode guidé dans le défaut au deuxième repliement.

Ces résultats sont très satisfaisants : nous avons pu avec le nouveau protocole de fabrication réaliser deux séries d'échantillons fonctionnels, avec une très bonne reproductibilité. Ce résultat valide l'aspect opérationnel du protocole mis en place. D'autre part, nous pouvons noter qu'un très bon accord est obtenu entre les fréquences théoriques ( $u = 0.3118$ ) et expérimentales ( $u = 0.311$ ). Cet accord est sans doute à relier à la verticalité des flancs ainsi qu'à l'aspect abrupt des bords de trous du nouveau protocole.

Nous nous intéressons maintenant à l'intensité de ce mode en fonction de la densité de puissance de pompage. La Figure 4.32 montre l'intensité du mode d'intérêt en fonction de la densité de puissance incidente. Les points noirs représentent les valeurs expérimentales. Les asymptotes verte et bleue ont permis de calculer un seuil laser à  $17 [\text{kW}/\text{cm}^2]$ . Ce seuil laser est 2 fois plus faible que celui obtenu lors des études antérieures, avec un premier protocole de fabrication et des structures sans barrière AlGaAs [13].

Nous nous sommes également intéressés à l'étude des lasers de longueur  $L = 50 \mu\text{m}$ , pour le même mode guidé.

La Figure 4.33 montre l'émission bimode à 969 nm, pour le pic le plus intense, d'un guide de longueur  $L = 50 \mu\text{m}$  et  $a = 301$  nm, pour une densité de puissance de pompage au-dessus du seuil laser. Le deuxième mode est une conséquence directe de la faible longueur du guide, celui-ci possède moins de périodes de cristal photonique, l'effet Fabry-Pérot du guide est en compétition avec l'effet DBR.

La Figure 4.34 montre l'intensité du pic à 969 nm en fonction de la densité de puissance incidente. Les points noirs représentent les valeurs acquises par la caméra. Les droites verte et bleue ont permis de calculer un seuil laser à  $40 [\text{kW}/\text{cm}^2]$ . Ce seuil laser est le même que pour un guide de longueur  $L = 300 \mu\text{m}$  fabriqué auparavant [13].

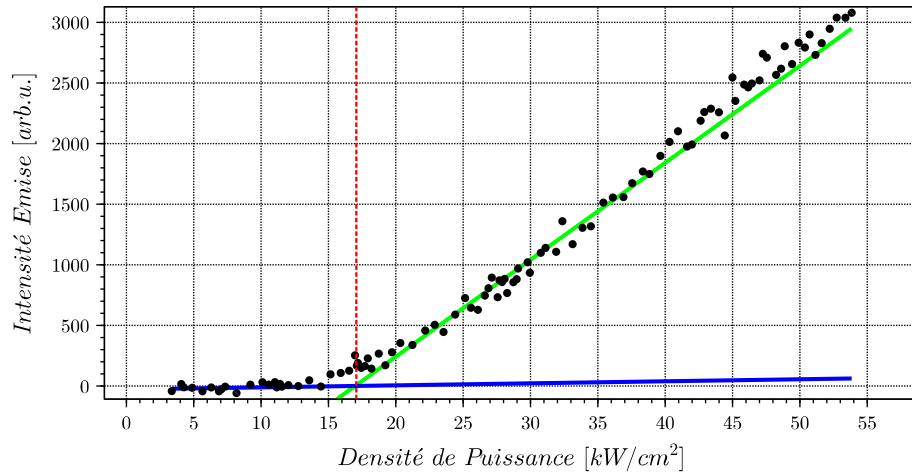


FIGURE 4.32 – Intensité du mode d'intérêt en fonction de la densité de puissance incidente. La ligne en pointillées rouges représente le seuil laser.

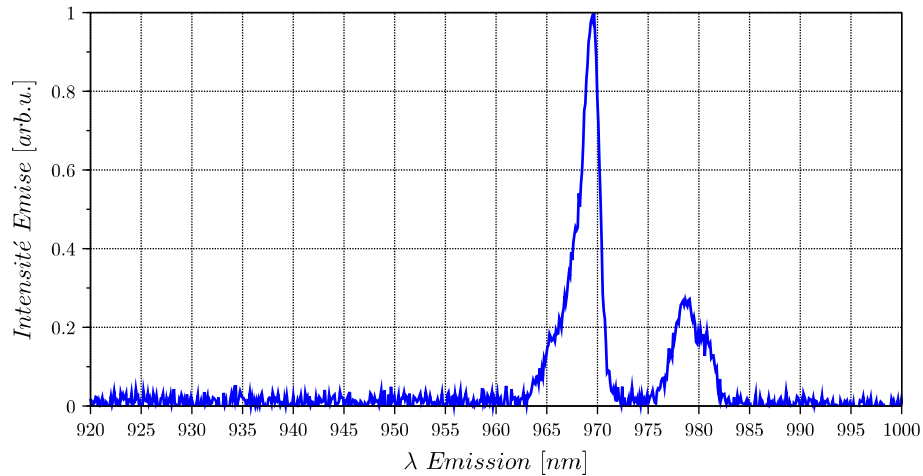


FIGURE 4.33 – Émission bimode pour un guide de longueur  $L = 50 \mu\text{m}$  et un paramètre de maille  $a = 301 \text{ nm}$ .

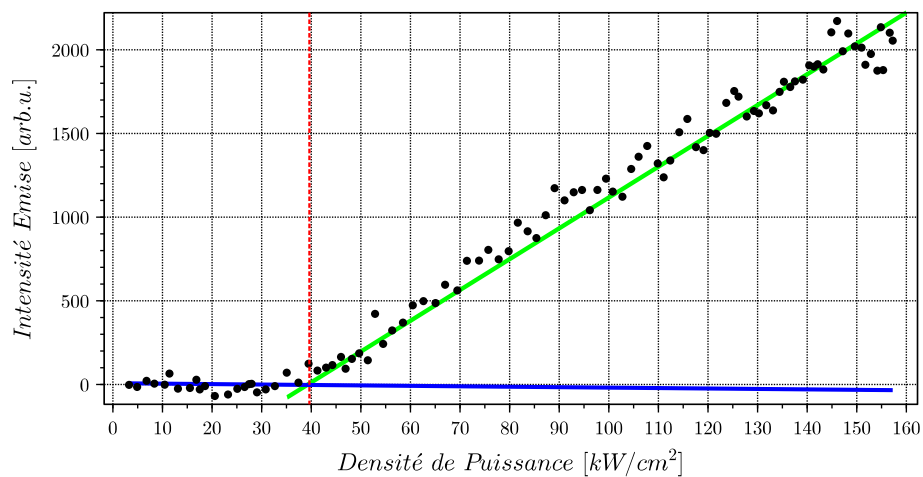


FIGURE 4.34 – Intensité du mode d'intérêt en fonction de la densité de puissance incidente. La ligne en pointillées rouges représente le seuil laser.

En conclusion, la nouvelle méthode de fabrication associée aux barrières de diffusion des porteurs en AlGaAs permet de minimiser le seuil laser. Nous avons réduit le seuil laser d'un facteur 2 et démontré expérimentalement l'effet laser pour une cavité courte. Cette diminution peut être associée à plusieurs facteurs : la qualité géométrique des membranes finales (flancs verticaux et lisses), l'absence d'implantation  $O_2$  lors du procédé qui aide sans doute à préserver les temps de vie des porteurs, et aux barrières AlGaAs qui limitent la diffusion des porteurs vers les interfaces GaAs/Air, et donc leur taux de recombinaison non-radiatifs.

### 4.3.2 Cavités actives à autocollimation mésoscopiques

Nous présentons maintenant des cavités lasers actives à autocollimation mésoscopique [4]. Les paramètres géométriques sont ceux du Tableau 3.2 on page 59. Les structures présentées ont été obtenues avec le procédé décrit précédemment. Nous utilisons dans un premier temps un masque en résine, le temps de gravure est de 57s et les étapes de désoxydation et gravure HF durent 3 min.

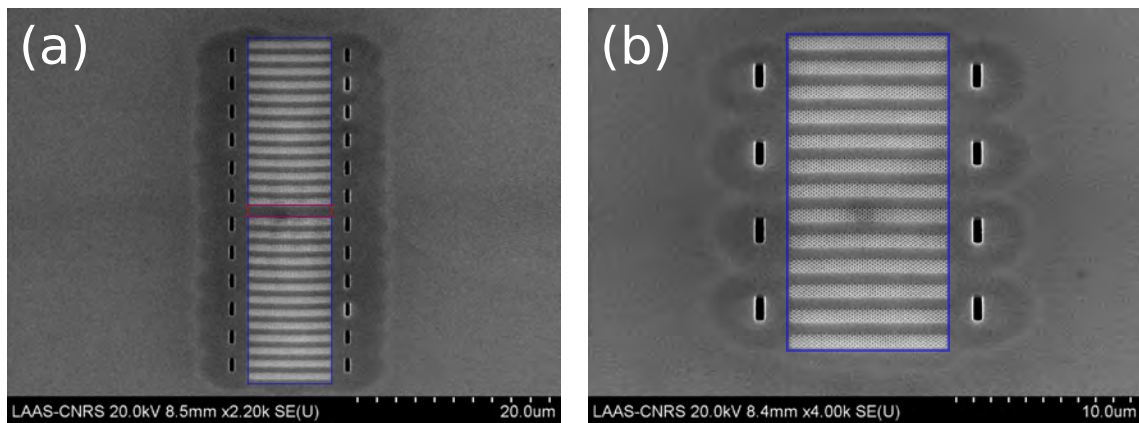


FIGURE 4.35 – Image MEB à plat. (a) Cavité active laser à autocollimation mésoscopique, les zones bleues délimitent les miroirs HR/MS, la zone rouge délimite la cavité. (b) Miroir HR/MS qui compose la cavité.

La Figure 4.35 montre une cavité active à autocollimation mésoscopique. Les miroirs plats HR/MS en incidence normale (rectangles bleus) ont été conçus avec la méthode exposé au chapitre 3. La taille de la cavité (zone rouge) est de l'ordre de  $1,3 \mu\text{m}$ . Pour ces structures, la sélectivité du procédé de gravure est à la limite. Pour certains motifs photoniques, dont le rayon est proche de  $50 \text{ nm}$ , le temps de gravure ne permet pas d'atteindre la couche sacrificielle. Nous avons donc essayé d'augmenter de 3 secondes le temps de gravure plasma de sorte à ce que la couche sacrificielle soit atteinte par tous les motifs. Cependant en augmentant de 3 secondes la durée de la gravure nous avons atteint la limite de sélectivité du procédé et la surface en GaAs a commencé à être aussi attaquée. Nous avons donc choisi d'utiliser un masque en  $\text{SiO}_2$  de  $50 \text{ nm}$  et une résine PMMA pour la fabrication des cavités actives. La fabrication de ces échantillons est en cours de réalisation mais ce procédé a déjà été validé pour un masque dur.

### 4.3.3 Copolymère à bloc

Cette partie s'intéresse aux dimensions limites, en termes de taille des motifs, que notre procédé permet d'obtenir, il s'agit du point **C** dans la Figure 4.1. Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus suite à une collaboration avec Julien JONEAU, étudiant ingénieur en alternance du service TEAM. Le but de cette collaboration a été d'appliquer les méthodes de lithographie par copolymère à bloc (CPB) au procédé de fabrication des membranes suspendues dans l'air, dans la filière GaAs.

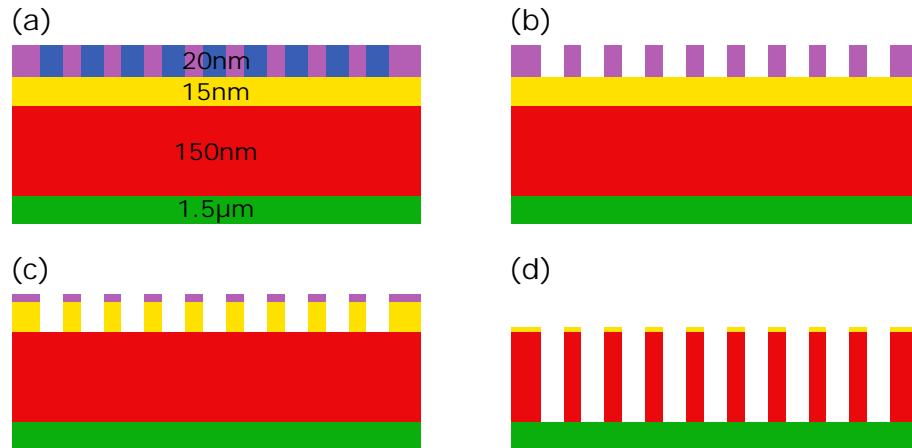


FIGURE 4.36 – Vue d'ensemble du procédé CPB développé durant la collaboration avec Julien Joneau. En violet et en bleu la couche en résine CPB à base de PMMA, les motifs cylindriques sont en bleu. En jaune le masque dur en  $\text{SiO}_2$ . En rouge la couche membranaire, en vert une fraction de la couche sacrificielle. (a) Définition des motifs CPB sur une couche en PMMA. (b) Gravure des motifs CPB dans la PMMA à l'aide d'un bain dans une solution d'acide acétique concentrée. (c) Transfert des motifs dans le masque dur en  $\text{SiO}_2$  par gravure plasma CCP-RIE sous gaz fluoré  $\text{CHF}_3$ . (d) Transfert des motifs dans la membrane en GaAs par gravure plasma ICP-RIE sous gaz chloré.

La Figure 4.36 montre une vue d'ensemble du procédé de fabrication des membranes suspendues dans l'air à base de CPB. La couche membranaire, en rouge, possède une épaisseur de 150 nm. Les motifs photoniques, en bleu, sont définis sur une couche de PMMA de 20 nm d'épaisseur et possèdent un diamètre moyen de 40 nm et une répartition aléatoire. Un masque en  $\text{SiO}_2$ , en jaune, de 15 nm est utilisé pour transférer les motifs de la PMMA sur la membrane de GaAs.

A l'issue de l'étape de lithographie CPB mise en place par J. Joneau (figure 4.36 (a)), les motifs sont définis sur une couche en PMMA (zone noire figure 4.37), partiellement ouverte sur le masque dur en  $\text{SiO}_2$  (zones plus claires figure 4.37). Cette étape correspond à la figure 4.36 (b). On note sur cette figure que le procédé de lithographie par copolymère à bloc ne garantit pas l'obtention des motifs parfaitement circulaires et ordonnés en maille géométrique. Dans cette image MEB nous observons certains motifs circulaire et d'autres motifs en forme de haricot. Après l'ouverture de la silice (figure 4.36 (c)), la gravure plasma optimisé (Tableau 4.1) est réalisée pendant 18 s (figure 4.36 (d)).

La Figure 4.38 est une image MEB, suite à une coupe FIB, à  $45^\circ$  qui montre le résultat de l'étape de gravure plasma (figure 4.36 (d)). Nous observons en figure 4.38 (a)

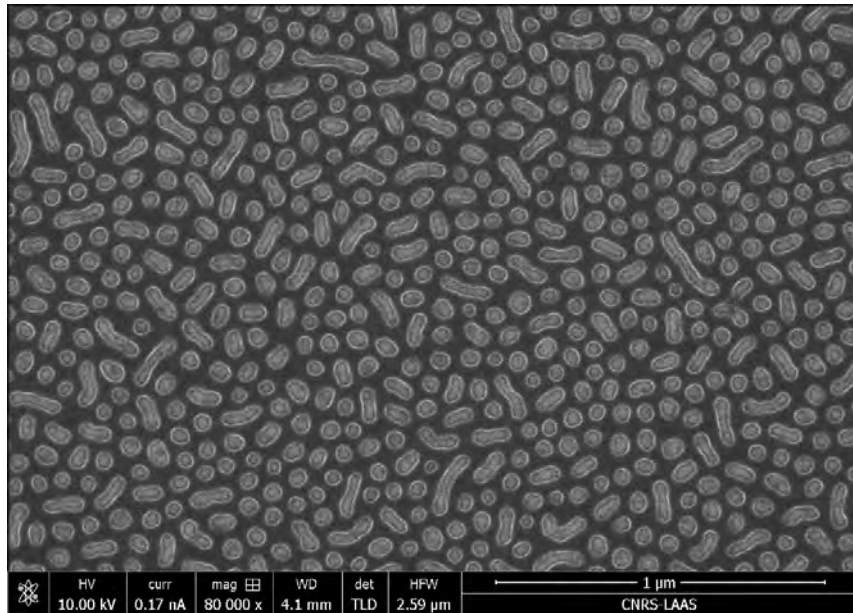


FIGURE 4.37 – Image MEB à plat. Motifs photoniques sur l’empilement PMMA/SiO<sub>2</sub>.

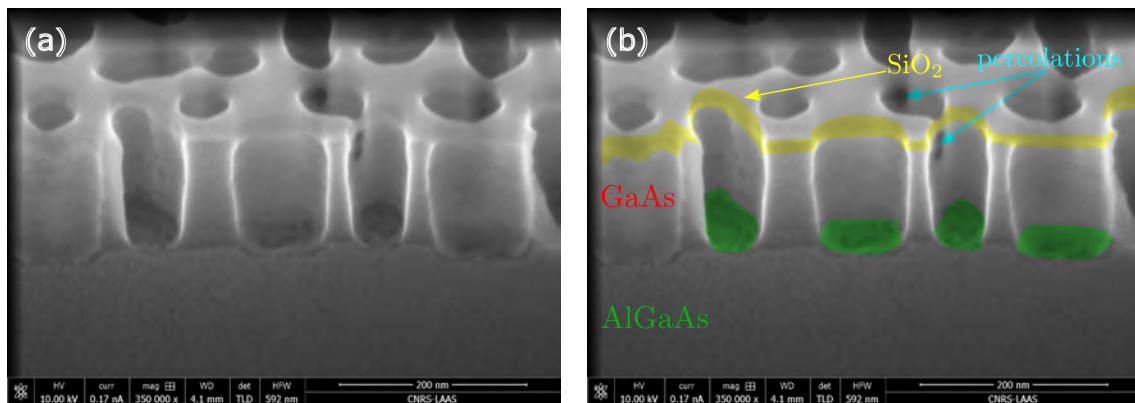


FIGURE 4.38 – Coupe FIB, image MEB à 45°, motifs photoniques après gravure plasma. Le masque dur n’a pas été nettoyé. (a) Image MEB sans repères, la couche grise claire est la membrane en GaAs et la couche sacrificielle est obscure. (b) Image MEB avec repères, notamment le profil du masque en SiO<sub>2</sub> remarqué en jaune et les percolations entre trous identifiées par les flèche bleues claires.

en tonalité claire la couche membrane, dans cette couche nous observons les motifs photoniques et la couche sacrificielle en tonalité obscure. Les motifs photoniques possèdent quelques défauts visibles dans la figure 4.38 (b) : un élargissement de 10 nm du diamètre des trous qui résulte en certains cas à une percolation des motifs. Ces percolations sont identifiées par les flèches en bleu claire. La répartition étant aléatoire, la distance entre les trous est parfois inférieure à leur élargissement. La durée de la gravure plasma a été déterminée de sorte à atteindre la couche sacrificielle (tonalité obscure dans la figure 4.38 (a) et (b)). La couche sacrificielle est bien atteinte pour l’ensemble des motifs photoniques, cette couche est représentée par les zones vertes dans la figure 4.38 (b). Pour cette gravure la sélectivité permet de garder une légère couche de quelques nanomètres de masque dur, identifiée par

la flèche et le repère jaunes de la figure 4.38 (b) (voir aussi la légère couche jaune de la figure 4.36 (d)). L'étape de libération est effectuée sans délaquage DMSO, le masque dur est gravé pendant l'étape de désoxydation. Un séchage au CO<sub>2</sub> supercritique permet de s'affranchir des phénomènes de tensions superficielles pour extraire l'éthanol sans risquer de rompre la membrane.

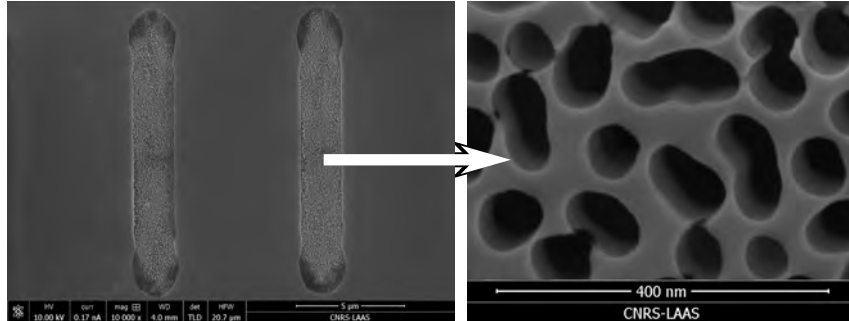


FIGURE 4.39 – Image MEB à plat. Membrane libérée.

La Figure 4.39 est une photo MEB à plat de l'échantillon obtenu après libération. L'extension spatiale des membranes a été déterminée pour éviter leur écroulement, pour délimiter cette extension nous avons utilisé une résine organique résistant au procédé de libération. La différence de contraste de l'image de gauche montre que les membranes ont été libérées sur la totalité de leur surface. L'image de droite montre des bords des motifs libres d'arrondis.

Le procédé de fabrication est compatible avec l'usage d'un masque dur, il n'y a pas besoin de réaliser des ajustements autre que le temps de gravure plasma pour la fabrication des cavités actives.

## 4.4 Conclusion

Nous avons mis en place un procédé de fabrication compatible avec la filière III-V. Des études approfondies, pour déterminer la composition des différents défauts de fabrication, ont permis de concevoir des étapes de fabrication qui minimisent les pertes optiques. Nous avons validé notre procédé en démontrant une émission laser W<sub>3</sub>ΓK avec un seuil 2 fois plus faible que précédemment. En outre, l'émission laser a aussi été obtenue pour des guides nettement plus courts (50 µm) que ce qui était possible avec le procédé de gravure précédent. Ces deux points démontrent que notre nouveau procédé assure un gain modal (gain moins perte optique) plus important que les procédés précédents. Notre procédé de fabrication est compatible avec un masque en résine et un masque en SiO<sub>2</sub>. Seul un ajustement du temps de gravure est nécessaire lorsque l'on change de rapport de forme. Nous avons aussi fabriqué la première structure membranaire avec des motifs photoniques à base de copolymère à bloc, ce qui démontre la robustesse de notre procédé de fabrication.



# Chapitre 5

## Conclusion générale

Au long de cette thèse nous avons pu étudier les structures MSC sous un nouvel angle, à savoir chercher à minimiser à tout prix les sources des pertes, que ce soit d'un point de vue numérique/analytique, avec la mise en place d'un modèle de conception paramétrique qui garantit une propagation sans pertes d'énergie, ou d'un point de vue technologique, avec la mise en place d'un procédé technologique qui respecte le milieu (In)GaAs/AlGaAs en évitant de dégrader le milieu à gain ou d'introduire des pertes optiques.

Dans un premier temps, nous avons mis en place une méthode de conception qui permet de minimiser les pertes d'énergie, planaires et verticales. Nous avons établi plusieurs conditions pour assurer une propagation sans pertes d'énergie. Nous nous inspirons des travaux sur le contrôle des réflectivités [3, 4] et incluons pour la première fois dans le cadre des MPhCs, la diffraction planaire aux interfaces et les pertes d'énergie verticales par couplage avec le superstrat d'air.

Notre méthode requiert très peu de ressources numériques et permet entre autres de trouver des directions de MSC arbitraires, où la propagation peut se faire sous le cône de lumière. Cette méthode démontre aussi que le fait de mettre en avant une propagation sans pertes d'énergie permet d'aboutir presque naturellement à des structures à autocollimation mésoscopique.

Nous avons validé notre méthode de conception, dans le cas d'une propagation perpendiculaire aux interfaces, en comparant les structures qui en sont issues avec celles que nous trouvons dans la littérature. Nous avons ensuite démontré que notre méthode de conception permet d'étudier des structures en incidence oblique, pour différentes configurations de maille de PhC (carré/hexagonale). Nous avons également illustré la facilité avec laquelle il est possible de concevoir, avec notre méthode, des structures MSC. Finalement, nous avons mis en lumière l'acceptance angulaire des structures de type MPhC, qui dépend de la largeur du faisceau et de l'angle d'incidence.

Nous sommes capables de minimiser autant que possible, avec des outils numériques et analytiques, les pertes d'énergie par propagation.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés au développement d'un procédé de fabrication qui préserve les propriétés optiques du milieu. Nous avons étudié quelques procédés phares de nanofabrication dans la filière (In)GaAs/AlGaAs et avancé des hypothèses sur la façon dont chacune des techniques utilisées pourrait



éventuellement dégrader le milieu en y introduisant des pertes optiques.

Après cette étude, nous avons mis en place un procédé de fabrication qui contourne certaines limites des techniques de fabrication habituelles afin de minimiser les pertes optiques. Nous remarquons que la mise en place du procédé a été affectée par le premier confinement et des pannes des machines de fabrication. Cependant, nous avons réussi à fabriquer des guides à défaut qui ont permis de valider notre procédé de fabrication.

Nous avons également exploré les limitations du procédé, quant aux dimensions atteignables, avec la fabrication des membranes à copolymères à bloc. Finalement, nous avons fabriqué quelques échantillons de cavités laser actives à autocollimation mésoscopique pour une première preuve expérimentale.

Ce travail de thèse montre une étude du phénomène d'autocollimation mésoscopique sous un nouveau point de vue, celui qui permet de préserver l'équilibre pertes/gain afin de garantir un effet laser avec de faibles densités de puissances de pompage.

Il laisse aussi un certain nombre de questions ouvertes.

Peut-on concevoir des structures à MSC avec une géométrie de maille hexagonale ?

Comment modéliser l'acceptance angulaire des structures ?

Comment caractériser les cavités actives laser fabriquées ?

Quelle sera leur réponse optique ?

Comment caractériser les structures actives à forte transmission, pour une propagation quelconque ?

Ce manuscrit propose quelques pistes pour répondre à ces questions.

# Annexe A

## Source FDTD adaptée

Pour étudier les propriétés optiques des structures AR/HR-MSM il faut s'intéresser à deux grandeurs : le flux en transmission/réflexion et le profil transverse du faisceau transmis/réfléchi, en fonction de la fréquence réduite.

Pour réaliser cette étude nous avons besoin d'une source ayant certaines caractéristiques :

### Caractéristiques spatiales

Une des signatures du phénomène de MSM est la conservation du profil transverse du faisceau. Pour une source à l'entrée ayant une certaine largeur, ou waist, le faisceau en sortie, après propagation dans le MPhC, doit posséder sensiblement la même largeur. Dans le cas des structures présentées dans ce manuscrit, le profil transverse correspond à l'axe vertical  $\vec{e}_y$ .

On peut ensuite rajouter une condition de propagation unidirectionnelle pour la source. La direction de propagation se réalise exclusivement suivant  $+\vec{e}_x$ . Nous proposons d'utiliser une source dont la distribution spatiale transverse est une gaussienne de la forme :

$$\vec{H}_z(y) = e^{-\frac{(y-y_0)^2}{W_0^2}} \cdot (+\vec{e}_x) \quad (\text{A.1})$$

Avec  $y_0$  l'origine de la source,  $W_0$  le waist de la source (la distance au centre de l'axe du faisceau où l'amplitude du champ  $H_z$  est multipliée par  $1/e$ ) et  $+\vec{e}_x$  la direction de propagation du faisceau. Nous choisissons la composante  $H_z$  du champ magnétique pour des raisons de continuité. Contrairement aux composantes  $E_x$  et  $E_y$  du champ électrique qui peuvent présenter d'éventuelles discontinuités dues aux constantes diélectriques différentes entre chaque milieu.

### Caractéristiques temporelles

Pour valider le caractère AR/HR de nos structures nous devons étudier la transmission/réflexion des structures en fonction de la fréquence.

Une première possibilité est d'utiliser une source continue centrée à la fréquence  $u_0$  prédite par notre modèle, qui assure une structure AR/HR parfaite. Cependant les différentes approximations introduites peuvent faire que la valeur optimale soit légèrement décalée de la valeur prédite. La source continue

ne permet pas d'explorer les fréquences voisines à  $u_0$ . Nous décidons donc d'utiliser une impulsion gaussienne afin de réaliser un balayage en fréquence autour de la valeur prédite par notre modèle.

$$H_z(u) \simeq e^{-\frac{(u-u_0)^2}{2du^2}} \quad (\text{A.2})$$

Avec  $u_0$  la fréquence prédite par notre modèle et  $du$  la largeur fréquentielle de l'impulsion.

En combinant les deux sources il est possible d'étudier le spectre en transmission/réflexion et le waist transmis/réfléchi au travers le MPhC en fonction de la fréquence réduite.

Nous présentons la manière d'implémenter ce type de source dans une étude de type FDTD ainsi que les techniques d'échantillonnage temporel et de reconstruction du spectre.

## A.1 Implémentation FDTD

Nous présentons dans un premier temps comment obtenir une source temporelle et spatiale gaussienne dans MEEP. Nous présentons ensuite la méthode d'échantillonnage habituelle (théorème de Shannon) et les limitations de ce type d'implémentation dans le cadre des structures AR/HR-MS.

### A.1.1 Implémentation de la source en FDTD

Les sources MEEP sont séparables en temps et espace, elles sont de la forme :

$$\vec{J}(\vec{x}, t) = \vec{A}(\vec{x}) \cdot f(t) \quad (\text{A.3})$$

Avec  $\vec{A}$  la fonction vectorielle qui définit l'amplitude de la source et  $f$  la fonction qui définit le profil temporelle de la source.

Dans notre cas nous devons garantir un profil spatial  $\vec{A}(\vec{x})$  gaussien unidirectionnelle et un profil temporel  $f(t)$  gaussien.

#### Profil temporel

Pour définir une source impulsionnelle, ou gaussienne, nous utilisons la class *GaussianSource* de MEEP. Elle permet de définir un profil temporel gaussien de la forme :

$$f(t) = e^{i\omega t} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2dt^2}} \quad (\text{A.4})$$

Avec  $f(t_0) = \max(f)$ , par défaut  $t_0 = 5 dt$  où  $dt = \frac{1}{du}$  est la largeur temporelle, elle est liée à la demi-largeur spectrale à  $\frac{1}{e}$  par la formule  $\delta\nu = \frac{du}{\pi\sqrt{2}}$ .

Dans le domaine de Fourier, la source est de la forme :

$$\tilde{f}(\omega) = \frac{1}{du} e^{i\omega t_0} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{2du^2}} \quad (\text{A.5})$$

Avec  $\omega_0 = 2\pi u_0$  où  $u_0$  est la fréquence centrale de la source en unités réduites et  $du$  la largeur spectrale.

## Profil spatial

Le profil transverse de la source, au plan de la source, est gaussien suivant  $\vec{e}_y$  et unidirectionnelle suivant  $\vec{e}_x$ . La fonction  $\vec{A}$  au plan  $x_0$  de la source devra être de la forme :

$$\vec{A}(y) = e^{-\frac{(y-y_0)^2}{W_0^2}} \cdot \vec{e}_x \quad (\text{A.6})$$

Avec  $y_0$  l'origine de la source et  $W_0$  (waist de la source) la distance au centre de l'axe du faisceau où l'amplitude du champ  $A$  est multipliée par  $1/e$ .

Pour obtenir une source unidirectionnelle suivant  $+\vec{e}_x$ , nous utilisons deux sources d'amplitudes définies par :

$$e_y(y) = n_1 e^{-\frac{(y-y_0)^2}{W_0^2}} \quad (\text{A.7})$$

$$h_z(y) = e^{-\frac{(y-y_0)^2}{W_0^2}} \quad (\text{A.8})$$

La somme des deux sources donne une source  $H_z$  unidirectionnelle suivant  $\vec{e}_x$  d'amplitude transverse gaussienne définie dans l'équation (A.1).

La source MEEP obtenue (Eq. (A.3)) est temporellement gaussienne, centrée à  $u_0$  de largeur spectrale  $du$  et de profil transverse gaussien de waist  $W_0$ , se propageant suivant la direction  $+\vec{e}_x$ .

### A.1.2 Échantillonnage temporelle classique

Pour réaliser correctement l'analyse spectrale à partir d'une série temporelle  $f(t)$  dont le profil est inconnu, il est nécessaire de respecter le théorème de Shannon. Ce qui permet d'obtenir une fenêtre spectrale assez large pour contenir l'ensemble des fréquences présentes dans le signal. De cette manière on évite toute perte d'information par recouvrement suite à un repliement spectral.

Pour une source gaussienne  $f(t)$  définie par l'équation (A.4), centrée en  $u_0$  et de largeur  $du$ , nous considérons que l'intensité du signal est nulle à l'extérieur de l'intervalle des fréquences  $[u_0 - 3du; u_0 + 3du]$ . La plus haute fréquence contenue dans le spectre est donc  $u_0 + 3du$ , le théorème de Shannon impose donc une fréquence d'échantillonnage minimale  $u_S = u_0 + 3du$ . Ce qui donne un pas d'échantillonnage maximal de :

$$\delta t_S = \frac{1}{2u_S} = \frac{1}{2u_0 + 6du} \quad (\text{A.9})$$

Ce pas d'échantillonnage évite tout recouvrement et repliement spectral. Nous pouvons extraire le profil spatial du champ magnétique en tout point de l'espace  $H_z(x, y, t_i)$  pour un  $t_i \in [t_0 : \delta t_S : t_f]$  où  $t_0$  est le temps initial de la simulation,  $t_f$  est le temps que mets toute l'énergie de la source à parcourir la structure et  $\delta t_S$  le pas d'échantillonnage qui respecte le théorème de Shannon.

Ensuite par transformée de Fourier temporelle de la série  $H_z(x, y, t_i)$  il est possible de calculer le spectre en transmission et en réflexion. La distribution spatiale du

champ pour chacune des fréquences  $u_i$  contenues dans la source  $\tilde{H}_z(x, y, u_i)$  permet d'étudier l'évolution du waist.

Cependant les structures de type AR/HR-MSM sont longues et résonantes (spectralement très fines), ce qui implique un temps de simulation  $t_f$  élevé (supérieur à 2h) afin de s'assurer que toute l'énergie contenue dans la source traverse l'ensemble de la structure.

Nous obtenons donc un ensemble de fichiers dont la taille dépasse facilement les 150 Go.

### A.1.3 Conclusion approche MEEP

Le type de simulation qui permet de caractériser les propriétés optiques des structures AR/HR-MSM oblige à travailler avec des fichiers d'une taille totale de l'ordre de 150 Go.

Le temps de rapatriement des données, entre le cluster de calcul (CALMIP) et l'ordinateur du laboratoire, pour effectuer l'étape de post-traitement (calcul de transmission, réflexion et du waist) peut prendre jusqu'à 24h.

Puis la taille élevée des données fait appel à beaucoup de ressources numériques et dépasse les capacités en mémoire de calcul des ordinateurs utilisés. Il est donc nécessaire de réduire la taille totale des fichiers.

Une première solution consiste à réaliser un sous-échantillonnage  $(x, y)$  spatial avant rapatriement des données, pour chaque fichier  $H_z(x, y, t_i)$  afin de réduire leur taille de l'ensemble des fichiers à quelques dizaines de Go. Cette approche dégrade l'étude des propriétés de MSM car elle impacte directement la résolution spatiale et donc notre capacité à évaluer correctement le profil transverse du faisceau. Le sous-échantillonnage temporel implique une ouverture et réécriture de chacun des fichiers  $H_z(x, y, t_i)$ , cette étape peut prendre jusqu'à 5h l'étape de rapatriement dure 3-4h. Avec cette méthode de sous-échantillonnage spatial le temps de calcul du spectre en transmission/réflexion et du waist est de l'ordre de 3-4h. Le traitement des données pour une simple écriture prend au total en moyenne 15h.

Une deuxième solution consiste à exploiter la fonction de calcul de flux disponible dans MEEP. Elle permet de réaliser un calcul de flux à travers une surface, par Transformée de Fourier Discrète (TFD), sur un intervalle des fréquences borné et à partir d'une fréquence d'échantillonnage donnée (par défaut il s'agit de la fréquence de Nyquist). Avec cette approche nous obtenons directement le spectre en transmission et en réflexion à la fin de la simulation. Cependant cette fonction ne permet pas d'obtenir des informations sur la distribution spatiale du champ dans cette surface, en fonction de la fréquence réduite.

Une dernière solution consiste à réduire la taille de chaque fichier  $H_z(x, y, t_i)$  et le nombre de fichiers à traiter (échantillons temporels). Le calcul des propriétés en transmission/réflexion nécessite uniquement la distribution transverse du champ aux plans de transmission/réflexion. Nous demandons à MEEP de fournir les champs nécessaires pour ce calcul uniquement au niveau de ces plans.

Nous obtenons donc des fichiers de type  $H_z(x_R, y, t_i)$  et  $H_z(x_T, y, t_i)$  qui contiennent la distribution spatiale du champ, à l'instant  $t_i$ , le long des plans.

Puis pour réduire le nombre des fichiers en sortie (échantillons temporels) nous augmentons le pas d'échantillonnage grâce à un sous-échantillonnage.

Nous présentons la méthode de sous-échantillonnage et de reconstruction de spectre

utilisée pour étudier les propriétés optiques des structures AR/HR-MS.

## A.2 Méthode adaptée

Nous choisissons de réaliser un sous-échantillonnage temporel pour l'évolution des champs  $H_z(x, y, t_i)$  et de travailler uniquement avec la distribution spatiale du champ aux plans de transmission et de réflexion ( $x_R, x_T$ ).

### A.2.1 Sous-échantillonnage

Nous travaillons avec une source dont le spectre est une gaussienne. Nous supposons également que seules les fréquences contenues dans l'intervalle  $[u_0 - 3du; u_0 + 3du]$  apportent une information. En exploitant cela nous pouvons diminuer la taille de la fenêtre spectrale afin qu'elle ne contiennent que les fréquences dans l'intervalle  $[u_0 - 3du; u_0 + 3du]$ . Au-delà de cet intervalle nous considérons que la source ne contient aucune information.

La fenêtre doit posséder une largeur minimale  $\Delta u = 6du$ , ce qui donne un nouveau pas de sous-échantillonnage maximal :

$$\delta t = \frac{1}{\Delta u} = \frac{1}{6du} \quad (\text{A.10})$$

Sous ces conditions, nous allons replier les fenêtres spectrales, les unes sur les autres de la manière suivante :

$$\left[ P\Delta u - \frac{\Delta u}{2}; P\Delta u + \frac{\Delta u}{2} \right] \quad (\text{A.11})$$

Avec  $P$  l'ordre du repliement, ou encore, la fenêtre spectrale où se trouve la fréquence centrale de notre source. Pour retrouver la fenêtre spectrale où se trouve la fréquence centrale  $u_0$ , nous calculons  $P$  tel que :

$$\left( P - \frac{1}{2} \right) \Delta u < u_0 < \left( P + \frac{1}{2} \right) \Delta u \quad (\text{A.12})$$

Nous allons observer un spectre décalé à la fréquence :

$$u_1 = u_0 - P\Delta u \quad (\text{A.13})$$

Nous devons donc redécaler le spectre obtenu de  $+P\Delta u$ .

La figure A.1 montre un repliement de spectre. Le spectre d'origine, en rouge, est centrée à la fréquence  $u_0$  et la fenêtre spectrale possède une largeur  $\Delta u$ . Pour ce type de source il n'y a aucune information entre la fréquence nulle  $u_0$  et la fréquence  $u_0 - 3du$ . Aucune information ne sera perdu avec un sous-échantillonnage qui ne respecte pas le théorème de Shannon.

Le spectre sous-échantillonné est représenté en orange, il a été décalé à la fréquence  $u_1$ . Une partie du spectre rouge (en damier) n'est pas contenue dans la même fenêtre spectrale que le reste du spectre. Cette partie du spectre (damier rouge) se trouve repliée après sous-échantillonnage (damier jaune). Ce repliement ne pose pas de problème tant que le spectre replié (damier jaune) ne se recouvre pas avec le reste du spectre en jaune.

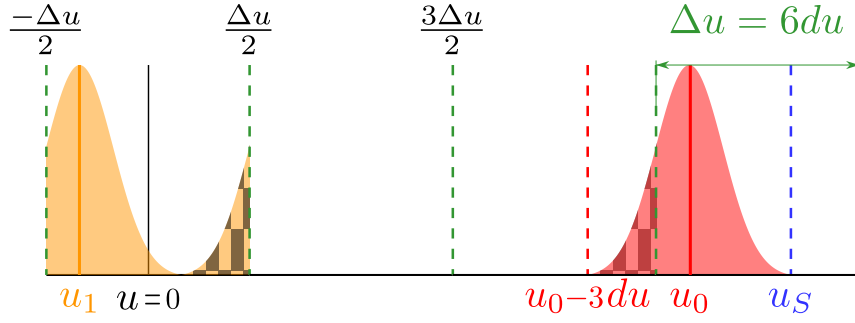


FIGURE A.1 – Principe de repliement de spectre. Spectre original en rouge et spectre replié en orange. Les parties en damiers sont repliées. Les fenêtres spectrales sont représentées par les traits pointillés en vert. La fréquence d'échantillonnage de Shannon  $u_S$  est représentée en bleu.

La connaissance de la forme du spectre et de la fréquence centrale permet de redécaler l'ensemble du spectre jaune.

Avec ce nouveau pas de sous-échantillonnage, nous gagnons un facteur  $\delta t/\delta t_S = (u_0 + 3du)/(3du)$  en nombre d'échantillons et donc en taille total de fichiers.

Ce facteur est d'un ordre de grandeur pour les sources que nous considérons dans ce manuscrit. Au lieu d'évaluer (écriture des fichiers) la distribution spatiale du champ  $H_z(x_R, y)$ ,  $H_z(x_T, y)$  tous les  $\delta t_S$ , on évalue cette distribution tous les  $10 \delta t_S$ . La taille de l'ensemble des fichiers est de l'ordre de 200 Mo, le temps de transfert de données est de l'ordre de 1 minute.

Nous présentons ensuite la méthode de reconstruction du spectre replié.

## A.2.2 Reconstruction du signal

En sortie de MEEP nous obtenons une série temporelle sous-échantillonnée de type :

$$H_z(y, t) = \begin{pmatrix} H_z(y, t_0) \\ H_z(y, t_1) \\ H_z(y, t_2) \\ \vdots \\ H_z(y, t_N) \end{pmatrix} \quad (\text{A.14})$$

Avec  $H_z(y, t_i)$  la distributions spatiale suivant l'axe  $\vec{e}_y$  et au plan de transmission/réflexion du champ à l'instant  $t_i = t_0 + i\delta t$ .

Le spectre obtenu est replié, nous pouvons soit effectuer le décalage en fréquence explicité dans l'équation (A.13), soit réaliser une intégrale de recouvrement entre le champ temporel et une onde plane à une fréquence  $u_0$ .

Nous choisissons de calculer l'intégrale de recouvrement. Cette technique permet d'obtenir notamment la distribution spatiale du champ  $\tilde{H}_z(y, u)$  à une fréquence où dans un intervalle de fréquences précis et donc de calculer simplement le spectre du waist transmis/réfléchi.

Le principe du calcul est de fixer la fréquence  $u$  d'une onde plane et de calculer son intégrale de recouvrement avec l'ensemble des fichiers temporels  $H_z(y, t)$  :

$$\tilde{H}_z(y, u) = \left[ e^{2i\pi ut_0} e^{2i\pi ut_1} e^{2i\pi ut_2} \dots e^{2i\pi ut_N} \right] \begin{bmatrix} H_z(y, t_0) \\ H_z(y, t_1) \\ H_z(y, t_2) \\ \vdots \\ H_z(y, t_N) \end{bmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Cette méthode de reconstruction permet d'obtenir la distribution spatiale du champ le long du plan de transmission/réflexion à la fréquence réduite  $u$ .

Le calcul des spectres est possible en réalisant cette intégrale pour toutes les composantes fréquentielles contenues dans l'impulsion gaussienne.

Cette approche permet aussi de calculer la distribution spatiale du faisceau et le waist, au plan de transmission/réflexion, en fonction de la fréquence réduite.

### Implémentation pas d'échantillonnage dans MEEP

Dans les méthodes de type FDTD, l'échantillonnage temporel et spatial sont liés par une grandeur numérique appelée courant facteur :

$$dT_{MEEP} = S\Delta x \quad (\text{A.16})$$

Avec  $dT_{MEEP}$  le pas unitaire d'échantillonnage en MEEP,  $\Delta x$  le pas d'échantillonnage spatial, en unités de  $a$  et  $S$  le facteur courant, dont la valeur par défaut est  $S = 0,5$ .

Le pas de sous-échantillonnage  $\delta t$  doit être ramener en nombre des pas d'échantillonnage MEEP (Eq.(A.16)). Nous appelons ce nouveau pas d'échantillonnage  $dT_{reel}$  et est donné par la relation :

$$dT_{reel} = \left[ \frac{\delta t_S}{dT_{MEEP}} \right] dT_{MEEP} \quad (\text{A.17})$$

Le temps de post-traitement (reconstruction du signal, calcul du spectre) est de l'ordre de 1 minute dans un ordinateur de bureau, pour l'ensemble des simulation présentées dans ce manuscrit. Le temps d'analyse de l'évolution du waist en fonction de la fréquence réduite est quant à lui de l'ordre de 5 minutes.

Le calcul du spectre est aussi réalisé en post-traitement, nous présentons la manière dont ce calcul est réalisé.

### A.2.3 Spectre en transmission

Nous nous intéressons à la puissance électromagnétique transmise à travers notre structure. Pour cela, nous commençons par calculer la densité de flux lié à la propagation de l'onde électromagnétique à travers la structure,  $\vec{\Pi}(x, y, \omega)$ . Nous calculons ensuite la densité de flux à travers un plan en aval de la structure. Nous appelons ce plan  $\mathbb{T}$ . Ce plan de transmission est caractérisé par une normale  $\vec{n}_T = +\vec{e}_x$  et est



placé au point d'abscisse  $x_T$ . La densité de flux s'écrit alors :

$$\begin{aligned} P_T(\omega) &= \operatorname{Re} \left( \vec{n}_T \cdot \int_{\mathbb{T}} \vec{\Pi}(x_T, y, \omega) dy \right) \\ P_T(\omega) &= \operatorname{Re} \left( \vec{n}_T \cdot \int_{\mathbb{T}} \vec{E}^*(x_T, y, \omega) \wedge \vec{H}(x_T, y, \omega) dy \right) \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

Lorsque nous considérons une polarisation TE, les champs  $\vec{E}(x, y, \omega)$  et  $\vec{H}(x, y, \omega)$  s'écrivent :

$$\vec{E}(x, y, \omega) = \begin{pmatrix} E_x(x, y, \omega) \\ E_y(x, y, \omega) \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{H}(x, y, \omega) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_z(x, y, \omega) \end{pmatrix} \quad (\text{A.19})$$

Et donc, le vecteur de Poynting  $\vec{\Pi}(x, y, \omega)$  :

$$\vec{\Pi}(x, y, \omega) = \begin{pmatrix} E_y^*(x, y, \omega) \cdot H_z(x, y, \omega) \\ -E_x^*(x, y, \omega) \cdot H_z(x, y, \omega) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.20})$$

Nous obtenons donc une puissance transmise :

$$\begin{aligned} P_T(\omega) &= \operatorname{Re} \left( 1\vec{e}_x \cdot \int_{\mathbb{T}} E_y^*(x_T, y, \omega) \cdot H_z(x_T, y, \omega) dy \vec{e}_x \right) \\ &\quad \operatorname{Re} \left( 0\vec{e}_y \cdot \int_{\mathbb{T}} -E_x^*(x_T, y, \omega) \cdot H_z(x_T, y, \omega) dy \vec{e}_y \right) \\ P_T(\omega) &= \operatorname{Re} \left( \int_{\mathbb{T}} E_y^*(x_T, y, \omega) \cdot H_z(x_T, y, \omega) dy \right) \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

Soit :

$$P_T(\omega) = \operatorname{Re} \left( \sum_{y_i \in \mathbb{T}} E_y^*(x_T, y_i, \omega) \cdot H_z(x_T, y_i, \omega) \right) \quad (\text{A.22})$$

Nous normalisons maintenant chaque composante spectrale  $\omega$  de cette puissance transmise  $P_T(\omega)$  par la puissance incidente  $P_{T,0}(\omega)$ . Pour cela, nous réalisons la même simulation, mais cette fois-ci dans un milieu homogène, i.e. sans trous. Nous appelons les champs électromagnétiques à vide :  $\vec{E}_0(x, y, \omega)$  et  $\vec{H}_0(x, y, \omega)$

$$P_{T,0}(\omega) = \operatorname{Re} \left( \sum_{y_i \in \mathbb{T}} E_{y,0}^*(x_T, y_i, \omega) \cdot H_{z,0}(x_T, y_i, \omega) dy \right) \quad (\text{A.23})$$

Le flux en transmission normalisé T à travers le plan  $\mathbb{T}$  et donc :

$$T(\omega) = \frac{P_T(\omega)}{P_{T,0}(\omega)} \quad (\text{A.24})$$

### A.2.4 Spectre en réflexion

Pour calculer la puissance réfléchie, nous ne pouvons pas procéder de la même manière que pour la puissance transmise. La puissance liée à la densité de flux de l'onde électromagnétique qui part en amont de la structure, tient compte aussi de la puissance incidente. Le plan de réflexion  $R$  se trouve derrière la source au point d'abscisse  $x_R$  et est caractérisé par une normale  $\vec{n}_R = -\vec{e}_x$ . Le flux en réflexion  $P_R(\omega)$  est calculé de la manière suivante :

$$P_R(\omega) = Re \left( \vec{n}_R \cdot \int_R \left( \vec{E}(\omega, x_R, y) - \vec{E}_0(\omega, x_R, y) \right)^* \wedge \left( \vec{H}(\omega, x_R, y) - \vec{H}_0(\omega, x_R, y) \right) dy \right) \quad (\text{A.25})$$

En développant les produit vectoriel nous obtenons l'expression suivante :

$$P_R(\omega) = Re(\vec{n}_R \cdot \int_R \left( \vec{E}^*(\omega, x_R, y) \wedge \vec{H}(\omega, x_R, y) - \vec{E}^*(\omega, x_R, y) \wedge \vec{H}_0(\omega, x_R, y) - \vec{E}_0^*(\omega, x_R, y) \wedge \vec{H}(\omega, x_R, y) + \vec{E}_0^*(\omega, x_R, y) \wedge \vec{H}_0(\omega, x_R, y) \right) dy) \quad (\text{A.26})$$

Lorsque nous considérons une polarisation TE, nous pouvons écrire :

$$P_R(\omega) = Re(-\vec{e}_x \cdot \int_R \left( E_y^*(\omega, x_R, y) \cdot H_z(\omega, x_R, y) - E_y^*(\omega, x_R, y) \cdot H_{z,0}(\omega, x_R, y) - E_{y,0}^*(\omega, x_R, y) \cdot H_z(\omega, x_R, y) + E_{y,0}^*(\omega, x_R, y) \cdot H_{z,0}(\omega, x_R, y) \right) dy \vec{e}_x) \quad (\text{A.27})$$

Soit :

$$P_R(\omega) = Re \left( - \int_R (E_y(\omega, x_R, y) - E_{y,0}(\omega, x_R, y))^* \cdot (H_z(\omega, x_R, y) - H_{z,0}(\omega, x_R, y)) dy \right) \\ P_R(\omega) = Re \left( - \sum_{y_i \in R} (E_y(\omega, x_R, y_i) - E_{y,0}(\omega, x_R, y_i))^* \cdot (H_z(\omega, x_R, y_i) - H_{z,0}(\omega, x_R, y_i)) \right) \quad (\text{A.28})$$

Nous obtenons le flux en réflexion ou réflexion  $R$  après normalisation par la puissance incidente :

$$R^{norm}(\omega) = \frac{P_R(\omega)}{P_{T,0}(\omega)} \quad (\text{A.29})$$

### A.2.5 Validation des méthodes mises en place

Nous réalisons un ensemble de simulation dans un milieu homogène pour valider les méthodes de sous-échantillonnage et de reconstruction du spectre.

#### Profil spatial

Nous validons dans un premier temps la fonction amplitude de notre source, pour vérifier que nous avons bien une distribution gaussienne de waist  $W_0 = 5 [a]$ .

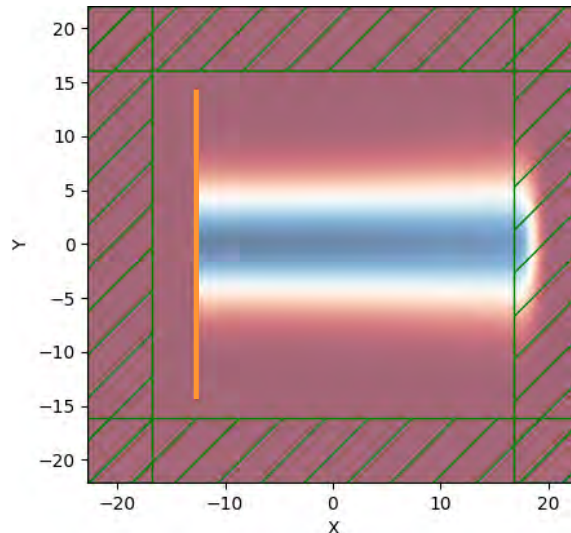


FIGURE A.2 – Distribution spatiale de l’amplitude du faisceau à un instant quelconque. Le plan de la source est représenté en jaune, il s’agit d’une source continue à la fréquence  $u_0$  et de waist  $W_0 = 5 [a]$ . Aux bords de la cellule nous plaçons des PML.

Nous simulons la propagation d’une source continue  $H_z$  unidirectionnelle, centrée à  $u_0$  de profil spatial gaussien.

La figure A.2 montre la distribution spatiale de l’amplitude du champ  $H_z$  à un instant quelconque. Le plan de la source est représenté en jaune. Il s’agit d’une source continue  $H_z$  unidirectionnelle, centrée à  $u_0$  et de waist  $W_0 = 5 [a]$  Nous cherchons à valider le profil gaussien de la source, nous nous intéressons pour cela à la distribution spatiale de l’amplitude du champ  $H_z$  à quelques  $a$  à droite du plan de la source.

La figure A.3 montre la distribution spatiale transverse de l’amplitude du champ  $H_z$  à quelques  $a$  du plan de la source.

Nous observons bien un profil spatial gaussien centrée à l’origine et dont le waist (marques bleues) est de  $5,07 [a]$ . Nous validons donc le profil spatial de la source utilisé.

## Profil spectral

Nous simulons la propagation d’une impulsion gaussienne  $H_z$  unidirectionnelle, centrée en  $u_0 = 0,23$ , de largeur  $du = 0,05$ , de waist initial  $W_0 = 5 [a]$ . La source se propage dans un milieu homogène d’indice  $n_1 = 2,85$ .

La figure A.4 montre la distribution spatiale de l’amplitude du champ  $H_z$  à un instant quelconque.

Nous étudions le spectre du champ au niveau du plan de transmission. Pour une propagation dans un milieu homogène ce spectre reste inchangé, il doit donc être égal au spectre de la source.

La figure A.5 montre le spectre théorique de la source employée dans cette simulation en jaune et le spectre au plan de transmission en vert. Le spectre au plan de transmission a été obtenu à partir des nouvelles méthodes exposées dans cet Annexe (sous-échantillonnage et reconstruction de spectre). Les deux courbes se superposent, ce qui permet de valider nos méthodes de traitement numérique. Seul un

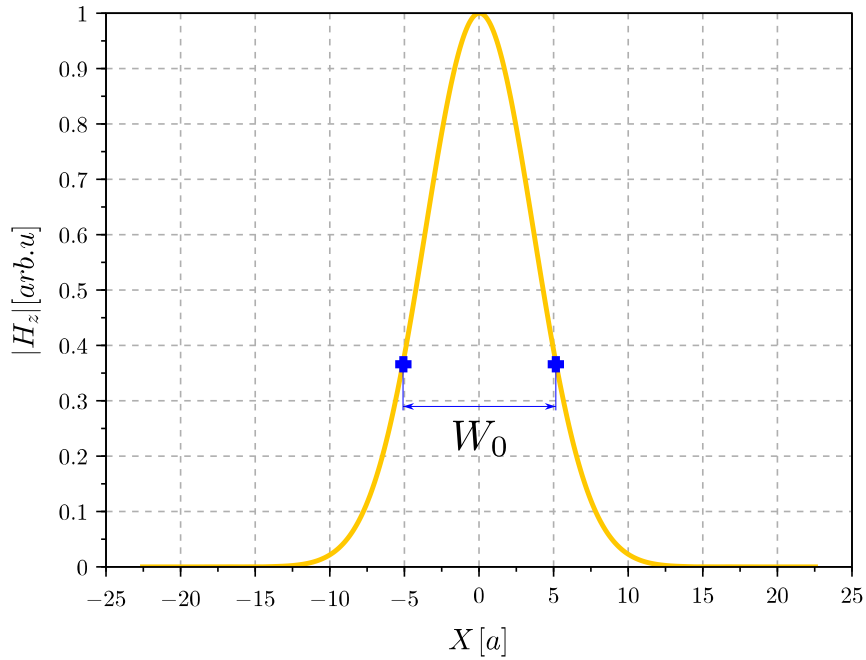


FIGURE A.3 – Distribution spatiale transverse de l’amplitude du champ à quelques  $a$  du plan de la source. Les croix bleues représentent la valeur pour laquelle l’amplitude du champ est égale à  $1/e$ .

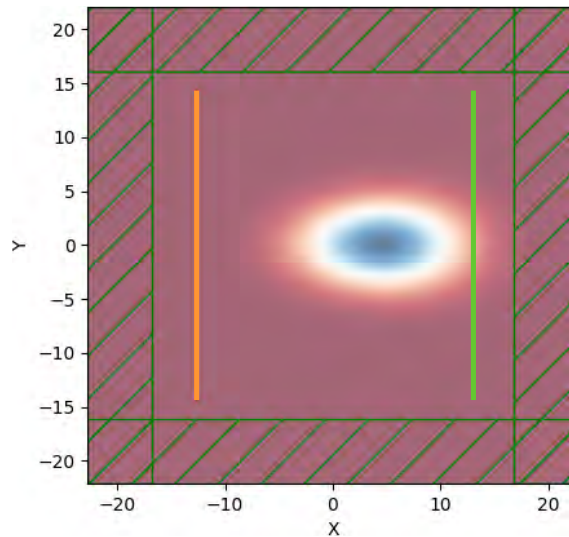


FIGURE A.4 – Distribution spatiale du faisceau à un instant quelconque. Le plan de la source est représenté en jaune, le plan de transmission est représenté en vert. Aux bords de la cellule nous plaçons des PML.

léger décalage de la fréquence centrale est observable.

### A.3 Conclusion

Nous avons mis en place une stratégie de traitement du signal qui permet de réduire la taille de l’ensemble des fichiers à traiter d’un facteur 500 et le temps de post-traitement d’un facteur 300.

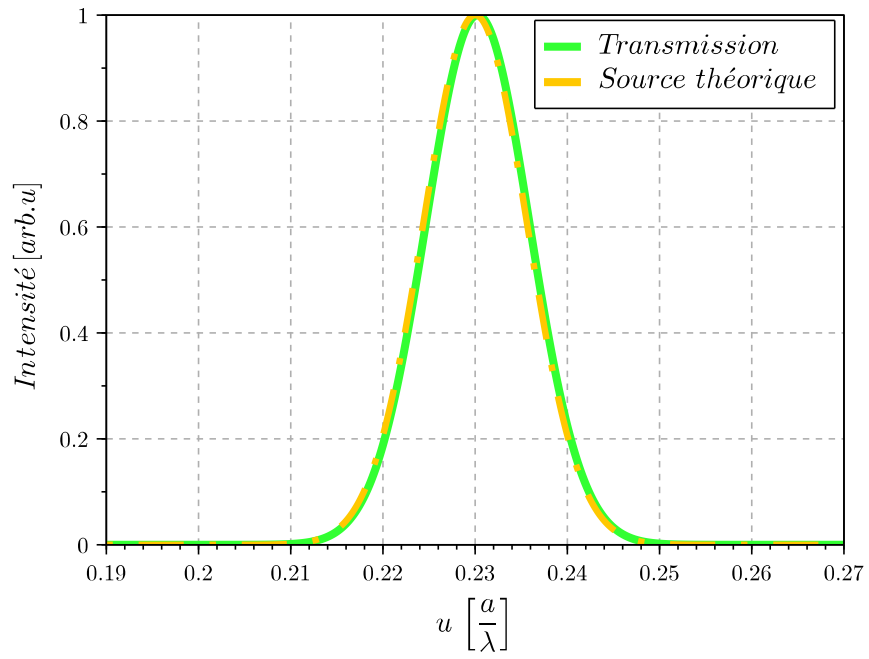


FIGURE A.5 – Intensité du spectre au plan de transmission en vert et de profil théorique de la source en jaune.

## Annexe B

# Couche active et indice effectif de la membrane

La couche active est constituée de trois puits quantiques en  $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  (6 nm) et GaAs (10 nm) (alternance milieu vert et rouge figure B.1). Ces puits quantiques sont séparés des surfaces exposées à l'air par des barrières en  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  (20 nm) (milieux orange figure B.1). Le rôle de ces barrière est de créer un puits de potentiel afin de minimiser les recombinaisons non radiatives qui ont lieu aux surfaces en contact avec l'air. Ces barrières ont été introduite dans la finalité de concevoir des cavités lasers, et donc il fallait minimiser les sources des pertes optiques. La structure des puits quantiques permet, grâce à un pompage optique par la surface, l'émission planaire du mode TE autour de 980 nm.

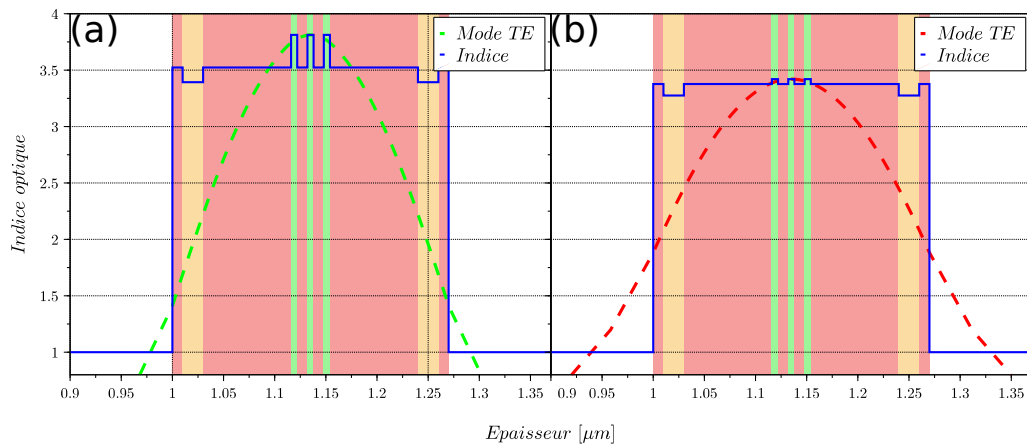


FIGURE B.1 – Superposition de l'empilement membranaire et du mode TE d'étude. (a) Configuration active autour de 980 nm en pompage optique. (b) Configuration passive autour de 1550 nm (les puits quantiques ne sont pas utiles).

La figure B.1 montre un schéma de la membrane active, pour un guidage autour de 980 nm (a) ou autour de 1550 nm (b) : en rouge le milieu GaAs, en orange les barrière AlGaAs et en vert les puits quantiques en InGaAs. Autour de  $\lambda = 980$  nm, la membrane est active et peut servir pour réaliser des structures à gain. La figure B.1(a) montre la superposition de la zone active, tournée de  $90^\circ$ , et du mode TE qui nous intéresse. Le profil de l'indice optique théorique de chacune des couches, pour une longueur d'onde de 980 nm, est affiché en bleu. Le profil du mode TE en

vert est confiné dans la membrane par un contraste d'indice ; pour ce mode optique, l'indice effectif de la membrane est  $n_1 = 3,25$ .

Dans le cas d'une utilisation autour de  $\lambda = 1550$  nm, les puits n'apportent aucun gain optique et la membrane sert uniquement de guide passif. La figure B.1 (b) montre la superposition de la zone active et du profil du mode  $TE$ , pour cette longueur d'onde l'indice effectif est  $n_1 = 2,85$ . Dans les deux configurations, active ou passive, le guidage vertical est assuré par un contraste d'indice entre l'air et la membrane. Les différents indices optiques ont été calculés à partir du modèle d'Afromovitz [98]

# Bibliographie

- [1] Hideo Kosaka, Takayuki Kawashima, Akihisa Tomita, Masaya Notomi, Toshiaki Tamamura, Takashi Sato, and Shojiro Kawakami. Self-collimating phenomena in photonic crystals. *Applied Physics Letters*, 74(9) :1212–1214, mar 1999.
- [2] Julien Arlandis, Emmanuel Centeno, Rémi Pollès, Antoine Moreau, Julien Campos, Olivier Gauthier-Lafaye, and Antoine Monmayrant. Mesoscopic self-collimation and slow light in all-positive index layered photonic crystals. *Physical Review Letters*, 108(3) :037401, jan 2012.
- [3] G. Magno, M. Grande, A. Monmayrant, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli. Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal. *Journal of the Optical Society of America B*, 31(2) :355, jan 2014.
- [4] G. Magno, A. Monmayrant, M. Grande, F. Lozes-Dupuy, O. Gauthier-Lafaye, G. Calò, and V. Petruzzelli. Stable planar mesoscopic photonic crystal cavities. *Optics Letters*, 39(14) :4223, jul 2014.
- [5] A. Monmayrant, M. Grande, B. Ferrara, G. Calò, O. Gauthier-Lafaye, A. D’Orazio, B. Dagens, V. Petruzzelli, and G. Magno. Full optical confinement in 1D mesoscopic photonic crystal-based microcavities : an experimental demonstration. *Optics Express*, 25(23) :28288, oct 2017.
- [6] Benedetta Ferrara, Marco Grande, Giovanna Calò, Antonella D’Orazio, Vincenzo Petruzzelli, Beatrice Dagens, Antoine Monmayrant, Olivier Gauthier-Lafaye, and Giovanni Magno. Design of mesoscopic photonic crystal waveguides. *The Journal of Engineering*, 2019(6) :4628–4631, may 2019.
- [7] Giovanni Magno, Olivier Gauthier-Lafaye, Giovanna Calò, Marco Grande, Vincenzo Petruzzelli, Antonella D’Orazio, and Antoine Monmayrant. Mesoscopic self-collimation along arbitrary directions and below the light line. *Optics Express*, 27(21) :30287, oct 2019.
- [8] John D. Joannopoulos, Steven G. Johnson, Joshua N. Winn, and Robert D. Meade. *Photonic Crystals : Molding the Flow of Light second edition*. Princeton University Press, 2008.
- [9] Steven Johnson and John Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for maxwell's equations in a planewave basis. *Optics Express*, 8(3) :173, jan 2001.
- [10] Ardavan F. Oskooi, David Roundy, Mihai Ibanescu, Peter Bermel, J.D. Joannopoulos, and Steven G. Johnson. Meep : A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method. *Computer Physics Communications*, 181(3) :687–702, mar 2010.



- [11] B.P. Hiett, D.H. Beckett, S.J. Cox, M. Molinari, J.M. Generowicz, and K.S. Thomas. Application of finite element methods to photonic crystal modelling. *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology*, 149(5) :293–296, sep 2002.
- [12] Julien Campos. *Étude de cavités membranaires GaAs à autocollimation*. Thèse de doctorat, Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2011.
- [13] A. Larrue, O. Bouchard, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, A. Arnoult, P. Dubreuil, and F. Lozes-Dupuy. Precise frequency spacing in photonic crystal DFB laser arrays. *IEEE Photonics Technology Letters*, 20(24) :2120–2122, dec 2008.
- [14] Alexandre Larrue. *Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1micron en filière GaAs*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009.
- [15] D.D. Nolte. Surface recombination, free-carrier saturation, and dangling bonds in InP and GaAs. *Solid-State Electronics*, 33(2) :295–298, feb 1990.
- [16] V. Mocella, S. Cabrini, A. S. P. Chang, P. Dardano, L. Moretti, I. Rendina, D. Olynick, B. Harteneck, and S. Dhuey. Self-collimation of light over millimeter-scale distance in a quasi-zero-average-index metamaterial. *Physical Review Letters*, 102(13) :133902, apr 2009.
- [17] Man Mohan Gupta and Sarang Medhekar. A versatile optical junction using photonic band-gap guidance and self collimation. *Applied Physics Letters*, 105(13) :131104, sep 2014.
- [18] Teun-Teun Kim, Sun-Goo Lee, Seong-Han Kim, Jae-Eun Kim, Hae Yong Park, and Chul-Sik Kee. Ring-type fabry-pérot filter based on the self-collimation effect in a 2d photonic crystal. *Optics Express*, 18(16) :17106, jul 2010.
- [19] Sun-Goo Lee, Soo-Yong Jung, Jongjin Lee, Jong-Moon Park, and Chul-Sik Kee. Self-collimation-based photonic crystal mach-zehnder demultiplexer. *Journal of Optics*, 18(9) :095103, aug 2016.
- [20] Xi-Yao Chen, Gui-Min Lin, Jun-Jun Li, Xiao-Fu Xu, Jun-Zhen Jiang, Ze-Xuan Qiang, Yi-Shen Qiu, and Hui Li. Polarization beam splitter based on a self-collimation michelson interferometer in a silicon photonic crystal. *Chinese Physics Letters*, 29(1) :014210, jan 2012.
- [21] Shuling Xie, Weijuan Chen, Guimin Lin, Xiahui Zeng, Junzhen Jiang, Tingting lin, Hui Li, and Xiyao Chen. Gires-tournois interferometer based on the self-collimation effect in a two-dimensional photonic crystal. *Optics Communications*, 475 :126285, nov 2020.
- [22] Deyin Zhao, Chuanhong Zhou, Qian Gong, and Xunya Jiang. Lasing cavities and ultra-fast switch based on self-collimation of photonic crystal. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(11) :115108, may 2008.
- [23] F. Capasso and G. F. Williams. A proposed hydrogenation/nitridization passivation mechanism for GaAs and other III-V semiconductor devices, including InGaAs long wavelength photodetectors. *Journal of The Electrochemical Society*, 129(4) :821–824, apr 1982.
- [24] Toshihiko Baba and Daisuke Ohsaki. Interfaces of photonic crystals for high efficiency light transmission. *Japanese Journal of Applied Physics*, 40(Part 1, No. 10) :5920–5924, oct 2001.

- 
- [25] Toshihiko Baba, Takashi Matsumoto, and Manabu Echizen. Finite difference time domain study of high efficiency photonic crystal superprisms. *Optics Express*, 12(19) :4608, 2004.
- [26] Takashi Matsumoto, Shinji Fujita, and Toshihiko Baba. Wavelength demultiplexer consisting of photonic crystal superprism and superlens. *Optics Express*, 13(26) :10768, 2005.
- [27] Takashi Matsumoto, Kun-Sun Eom, and Toshihiko Baba. Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate. *Optics Letters*, 31(18) :2786, aug 2006.
- [28] Qiong Wang, Yiping Cui, Changchun Yan, Lingling Zhang, and Jiayu Zhang. Highly efficient directional emission using a coupled multi-channel structure to a photonic crystal waveguide with surface modification. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 41(10) :105110, may 2008.
- [29] Xiaopeng Shen, Tie Jun Cui, and Jianxiang Ye. Anti-reflection for self-collimated beams using graded index coupler. In *2011 Symposium on Photonics and Optoelectronics (SOPO)*. IEEE, may 2011.
- [30] J B Pendry and S A Ramakrishna. Focusing light using negative refraction. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 15(37) :6345–6364, sep 2003.
- [31] Alfred Gray. *Modern Differential Geometry of Curves and Surfaces with Mathematica*. CRC Press, Inc., USA, 1st edition, 1996.
- [32] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Pergamon Press, 1980.
- [33] Julien Arlandis. *Etude de la mise en forme spatio-temporelle de la lumière dans les cristaux photoniques et les métamatériaux*. Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, 2012.
- [34] Voicu Popescu and Alex Zunger. Extracting  $\epsilon$  versus  $k$  effective band structure from supercell calculations on alloys and impurities. *Physical Review B*, 85(8), feb 2012.
- [35] Wei Ku, Tom Berlijn, and Chi-Cheng Lee. Unfolding first-principles band structures. *Physical Review Letters*, 104(21), may 2010.
- [36] Giovanni Magno. *Mesoscopic Self-Collimation in Photonic-Crystal Structures*. Thèse de doctorat, Politecnico di Bari, 2015.
- [37] Andriy E. Serebryannikov. One-way diffraction effects in photonic crystal gratings made of isotropic materials. *Physical Review B*, 80(15) :155117, oct 2009.
- [38] P. Kumar, S. Kanakaraju, and D.L. DeVoe. Sacrificial etching of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  for III–v MEMS surface micromachining. *Applied Physics A*, 88(4) :711–714, may 2007.
- [39] C. W. Jurgensen. Sheath collision processes controlling the energy and directionality of surface bombardment in  $\text{O}_2$ -reactive ion etching. *Journal of Applied Physics*, 64(2) :590–597, jul 1988.
- [40] Tsunetoshi Arikado, Keiji Horioka, Makoto Sekine, Haruo Okano, and Yasuhiro Horiike. Single silicon etching profile simulation. *Japanese Journal of Applied Physics*, 27(Part 1, No. 1) :95–99, jan 1988.

- [41] J. Ignacio Ulacia F., Christopher J. Petti, and James P. McVittie. Crystal-orientation dependent etch rates and a trench model for dry etching. *Journal of The Electrochemical Society*, 135(6) :1521–1525, jun 1988.
- [42] A. M. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, I. Sagnes, M. Strassner, L. Le Gratiet, R. Raj, and A. Levenson. Ultra-fast nonlinear response around  $1.5 \mu\text{m}$  in 2d AlGaAs/AlOx photonic crystal. *Applied Physics B*, 81(2-3) :333–336, jul 2005.
- [43] J. P. Sprengers, A. Gaggero, D. Sahin, S. Jahanmirinejad, G. Frucci, F. Mattioli, R. Leoni, J. Beetz, M. Lermer, M. Kamp, S. Höfling, R. Sanjines, and A. Fiore. Waveguide superconducting single-photon detectors for integrated quantum photonic circuits. *Applied Physics Letters*, 99(18) :181110, oct 2011.
- [44] R. Braive, L. Le Gratiet, S. Guilet, G. Patriarche, A. Lemaître, A. Beveratos, I. Robert-Philip, and I. Sagnes. Inductively coupled plasma etching of GaAs suspended photonic crystal cavities. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 27(4) :1909, 2009.
- [45] Iván Prieto González, Luis Enrique Muñoz Camuñez, Alfonso González Ta-boada, Carmen Robles Urdiales, Jose María Ripalda Cobián, and Pablo Aitor Postigo Resa. Fabrication of high quality factor GaAs/InAsSb photonic crystal microcavities by inductively coupled plasma etching and fast wet etching. *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics : Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 32(1) :011204, jan 2014.
- [46] Daniel J. Ripin, Kuo-Yi Lim, G. S. Petrich, Pierre R. Villeneuve, Shanhui Fan, E. R. Thoen, John D. Joannopoulos, E. P. Ippen, and L. A. Kolodziejski. One-dimensional photonic bandgap microcavities for strong optical confinement in GaAs and GaAs/AlxOy semiconductor waveguides. *J. Lightwave Technol.*, 17(11) :2152, Nov 1999.
- [47] Kartik Srinivasan, Paul E. Barclay, Oskar Painter, Jianxin Chen, and Alfred Y. Cho. Fabrication of high-quality-factor photonic crystal microcavities in In-AsP/InGaAsP membranes. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 22(3) :875, 2004.
- [48] P. Pottier, C. Seassal, X. Letartre, J.L. Leclercq, P. Viktorovitch, D. Cassagne, and C. Jouanin. Triangular and hexagonal high Q-factor 2-D photonic band-gap cavities on III-V suspended membranes. *Journal of Lightwave Technology*, 17(11) :2058–2062, 1999.
- [49] Kirill A. Atlasov, Pascal Gallo, Alok Rudra, Benjamin Dwir, and Eli Kapon. Effect of sidewall passivation in BCl<sub>3</sub>/N<sub>2</sub> inductively coupled plasma etching of two-dimensional GaAs photonic crystals. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 27(5) :L21, 2009.
- [50] K. H. Lee, S. Guilet, G. Patriarche, I. Sagnes, and A. Talneau. Smooth sidewall in InP-based photonic crystal membrane etched by N<sub>2</sub>-based inductively coupled plasma. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 26(4) :1326, 2008.
- [51] Naoki Ikeda, Yoshimasa Sugimoto, Yoshinori Watanabe, Nobuhiko Ozaki, Yoshiaki Takata, Yu Tanaka, Kuon Inoue, and Kiyoshi Asakawa. Precise control of dry etching for nanometer scale air-hole arrays in two-dimensional GaAs/AlGaAs photonic crystal slabs. *Optics Communications*, 275(1) :257–267, jul 2007.

- 
- [52] L Midolo, T Pregnotato, G Kiršanskė, and S Stobbe. Soft-mask fabrication of gallium arsenide nanomembranes for integrated quantum photonics. *Nanotechnology*, 26(48) :484002, nov 2015.
- [53] K. Hennessy, A. Badolato, P.M. Petroff, and E. Hu. Positioning photonic crystal cavities to single InAs quantum dots. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 2(2) :65–72, oct 2004.
- [54] C. Reese, B. Gayral, B. D. Gerardot, A. Imamoglu, P. M. Petroff, and E. Hu. High-Q photonic crystal microcavities fabricated in a thin GaAs membrane. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 19(6) :2749, 2001.
- [55] Tiziana Stomeo, Marco Grande, Gabriele Rainò, Adriana Passaseo, Antonella D'Orazio, Roberto Cingolani, Andrea Locatelli, Daniele Modotto, Costantino De Angelis, and Massimo De Vittorio. Optical filter based on two coupled PhC GaAs-membranes. *Optics Letters*, 35(3) :411, jan 2010.
- [56] I W Hamley. Nanostructure fabrication using block copolymers. *Nanotechnology*, 14(10) :R39–R54, sep 2003.
- [57] Nathali A. Franchina Vergel, L. Christiaan Post, Davide Sciacca, Maxime Berthe, François Vaurette, Yannick Lambert, Dmitri Yarekha, David Troadec, Christophe Coinon, Guillaume Fleury, Gilles Patriarche, Tao Xu, Ludovic Desplanque, Xavier Wallart, Daniel Vanmaekelbergh, Christophe Delerue, and Bruno Grandidier. Engineering a robust flat band in III-V semiconductor heterostructures. *Nano Letters*, 21(1) :680–685, dec 2020.
- [58] Xiaoyan Zhou, Irina Kulkova, Toke Lund-Hansen, Sofie Lindskov Hansen, Peter Lodahl, and Leonardo Midolo. High-efficiency shallow-etched grating on GaAs membranes for quantum photonic applications. *Applied Physics Letters*, 113(25) :251103, dec 2018.
- [59] S. Combrié, S. Bansropun, M. Lecomte, O. Parillaud, S. Cassette, H. Benisty, and J. Nagle. Optimization of an inductively coupled plasma etching process of GaInP/GaAs based material for photonic band gap applications. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 23(4) :1521, 2005.
- [60] Evelin Weidner, Sylvain Combrié, Nguyen-Vi-Quynh Tran, Alfredo De Rossi, Julien Nagle, Simone Cassette, Anne Talneau, and Henri Benisty. Achievement of ultrahigh quality factors in GaAs photonic crystal membrane nanocavity. *Applied Physics Letters*, 89(22) :221104, nov 2006.
- [61] S. Combrié, E. Weidner, A. DeRossi, S. Bansropun, S. Cassette, A. Talneau, and H. Benisty. Detailed analysis by Fabry-Perot method of slab photonic crystal line-defect waveguides and cavities in aluminium-free material system. *Optics Express*, 14(16) :7353, aug 2006.
- [62] Quynh Vy Tran, Sylvain Combrié, Pierre Colman, and Alfredo De Rossi. Photonic crystal membrane waveguides with low insertion losses. *Applied Physics Letters*, 95(6) :061105, aug 2009.
- [63] Chaochin Su. Identification of the volatile reaction products of the Cl<sub>2</sub>/GaAs etching reaction. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 11(4) :1222, jul 1993.

- [64] M. Balooch. The thermal and ion-assisted reactions of GaAs(100) with molecular chlorine. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 4(4) :794, jul 1986.
- [65] Maité Volatier, David Duchesne, Roberto Morandotti, Richard Arès, and Vincent Aimez. Extremely high aspect ratio GaAs and GaAs/AlGaAs nanowaveguides fabricated using chlorine ICP etching with n<sub>2</sub>-promoted passivation. *Nanotechnology*, 21(13) :134014, mar 2010.
- [66] T Maeda, J.W Lee, R.J Shul, J Han, J Hong, E.S Lambers, S.J Pearton, C.R Abernathy, and W.S Hobson. Inductively coupled plasma etching of III-V semiconductors in BCl<sub>3</sub>-based chemistries. *Applied Surface Science*, 143(1-4) :174–182, apr 1999.
- [67] S.-H. Yang and P.R. Bandaru. An experimental study of the reactive ion etching (RIE) of GaP using BCl<sub>3</sub> plasma processing. *Materials Science and Engineering : B*, 143(1-3) :27–30, oct 2007.
- [68] R. J. Shul, G. B. McClellan, R. D. Briggs, D. J. Rieger, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, J. W. Lee, C. Constantine, and C. Barratt. High-density plasma etching of compound semiconductors. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 15(3) :633–637, may 1997.
- [69] J. W. Lee, M. W. Devre, B. H. Reelfs, D. Johnson, J. N. Sasserath, F. Clayton, D. Hays, and S. J. Pearton. Advanced selective dry etching of GaAs/AlGaAs in high density inductively coupled plasmas. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 18(4) :1220–1224, 2000.
- [70] P. G. Gilbert, R. B. Siegel, and K. Becker. Absolute photoemission cross sections of ultraviolet emissions produced by electron-impact dissociation of boron trichloride. *Physical Review A*, 41(10) :5594–5599, may 1990.
- [71] Naoki Ikeda, Yoshimasa Sugimoto, Yu Tanaka, Kuon Inoue, Hisaya Oda, Yoshinori Watanabe, and Kiyoshi Asakawa. Studies on key nano-fabrication processes for GaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic-crystal slab waveguides. *Semiconductor Science and Technology*, 22(2) :149–157, jan 2007.
- [72] J. W. Lee, J. K. Kim, J. H. Lee, Y. W. Joo, Y. H. Park, H. S. Noh, and S. J. Pearton. Dry etching of GaAs in high pressure, capacitively coupled BCl<sub>3</sub>/N<sub>2</sub> plasmas. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 27(2) :681, 2009.
- [73] S. Gourrier, L. Smit, P. Friedel, and P. K. Larsen. Photoemission studies of molecular beam epitaxially grown GaAs (001) surfaces exposed to a nitrogen plasma. *Journal of Applied Physics*, 54(7) :3993–3997, jul 1983.
- [74] Kai Liu, Xiao min Ren, Yong qing Huang, Shi wei Cai, Xiao feng Duan, Qi Wang, Chao Kang, Jun shuai Li, Qing tao Chen, and Jia rui Fei. Inductively coupled plasma etching of GaAs in Cl<sub>2</sub>/Ar, Cl<sub>2</sub>/Ar/O<sub>2</sub> chemistries with photoresist mask. *Applied Surface Science*, 356 :776–779, nov 2015.
- [75] AE Dulkan, VZ Pyataev, NO Sokolova, SA Moshkalyov, AS Smirnov, and KS Frolov. The study of GaAs reactive ion etching in Cl<sub>2</sub>/Ar. *Vacuum*, 44(9) :913–917, sep 1993.
- [76] N. Ikeda, Y. Sugimoto, Y. Tanaka, K. Inoue, and K. Asakawa. Low propagation losses in single-line-defect photonic crystal waveguides on GaAs membranes. *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 23(7) :1315–1320, jul 2005.

- 
- [77] U K Khankhoje, S-H Kim, B C Richards, J Hendrickson, J Sweet, J D Olitzky, G Khitrova, H M Gibbs, and A Scherer. Modelling and fabrication of GaAs photonic-crystal cavities for cavity quantum electrodynamics. *Nanotechnology*, 21(6) :065202, jan 2010.
- [78] Tadashi Saitoh, Tetsuomi Sogawa, Masaya Notomi, Toshiaki Tamamura, Satoshi Kodama, Tomofumi Furuta, and Hiroaki Ando. GaAs photonic crystals on SiO<sub>2</sub> fabricated by very-high-frequency anode-coupled reactive ion etching and wafer bonding. *Japanese Journal of Applied Physics*, 39(Part 1, No. 11) :6259–6263, nov 2000.
- [79] Quoc Huy Vo, Yasutomo Ota, Katsuyuki Watanabe, Takeo Kageyama, Satoshi Iwamoto, and Yasuhiko Arakawa. Two dimensional photonic crystal nanocavities with InAs/GaAs quantum dot active regions embedded by MBE regrowth. *Japanese Journal of Applied Physics*, 57(8S2) :08PD03, jul 2018.
- [80] Xiuyu Zhang, Kento Takeuchi, Xiaolong Cong, Yifan Xiong, Masato Morifuji, Akihiro Maruta, Hirotake Kajii, and Masahiko Kondow. Dry etching of deep air holes in GaAs/AlGaAs-based epi-wafer having InAs quantum dots for fabrication of photonic crystal laser. *Japanese Journal of Applied Physics*, 56(12) :126501, nov 2017.
- [81] T. Sünner, R. Herrmann, A. Löffler, M. Kamp, and A. Forchel. Fine-tuning of GaAs photonic crystal cavities by digital etching. *Microelectronic Engineering*, 84(5-8) :1405–1407, may 2007.
- [82] K. K. Ko. Plasma passivation of etch-induced surface damage on GaAs. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 13(6) :2376, nov 1995.
- [83] S. Thomas. Effects of graded superlattice on endpoint detection for low damage heterojunction bipolar transistor etching. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 15(3) :681, may 1997.
- [84] A. Berrier, Y. Shi, J. Siegert, S. Marcinkevicius, S. He, and S. Anand. Accumulated sidewall damage in dry etched photonic crystals. *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 27(4) :1969, 2009.
- [85] L. O Faolain, X. Yuan, D. McIntyre, S. Thoms, H. Chong, R.M. De La Rue, and T.F. Krauss. Low-loss propagation in photonic crystal waveguides. *Electronics Letters*, 42(25) :1454, 2006.
- [86] Yoshimasa Sugimoto, Yu Tanaka, Naoki Ikeda, Yusui Nakamura, Kiyoshi Asakawa, and Kuon Inoue. Low propagation loss of 0.76 dB/mm in GaAs-based single-line-defect two-dimensional photonic crystal slab waveguides up to 1 cm in length. *Optics Express*, 12(6) :1090, 2004.
- [87] J. Sweet, B.C. Richards, J.D. Olitzky, J. Hendrickson, G. Khitrova, H.M. Gibbs, D. Litvinov, D. Gerthsen, D.Z. Hu, D.M. Schaadt, M. Wegener, U. Khankhoje, and A. Scherer. GaAs photonic crystal slab nanocavities : Growth, fabrication, and quality factor. *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, 8(1) :1–6, jan 2010.
- [88] Gregory C. DeSalvo, Christopher A. Bozada, John L. Ebel, David C. Look, John P. Barrette, Charles L. A. Cerny, Ross W. Dettmer, James K. Gillespie, Charles K. Havasy, Thomas J. Jenkins, Kenichi Nakano, Carl I. Pettiford,

- Tony K. Quach, James S. Sewell, and G. David Via. Wet chemical digital etching of GaAs at room temperature. *Journal of The Electrochemical Society*, 143(11) :3652–3656, nov 1996.
- [89] J.W Lee, E.S Lambers, C.R Abernathy, S.J Pearton, R.J Shul, F Ren, W.S Hobson, and C Constantine. Inductively coupled plasma etching of III-V semiconductors in Cl<sub>2</sub>-based chemistries. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 1(1) :65–73, apr 1998.
- [90] P.B. Vigneron, F. Joint, N. Isac, R. Colombelli, and E. Herth. Advanced and reliable GaAs/AlGaAs ICP-DRIE etching for optoelectronic, microelectronic and microsystem applications. *Microelectronic Engineering*, 202 :42–50, dec 2018.
- [91] Taegeon Lee, Heesuk Rho, Jin Dong Song, and Won Jun Choi. Raman scattering from GaAs/AlGaAs multiple quantum well structures grown by two-step molecular beam epitaxy. *Current Applied Physics*, 17(3) :398–402, mar 2017.
- [92] Hugues Granier. *Optimisation technologique des transistors bipolaires hyperfréquence de puissance à hétérojonction GaAs/GaAlAs*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 1995.
- [93] U K Chakrabarti, S J Pearton, and F Ren. Sidewall roughness during dry etching of InP. *Semiconductor Science and Technology*, 6(5) :408–410, may 1991.
- [94] Laurent Jalabert, Pascal Dubreuil, Franck Carcenac, Sébastien Pinaud, Ludovic Salvagnac, Hugues Granier, and Chantal Fontaine. High aspect ratio GaAs nanowires made by ICP-RIE etching using cl<sub>2</sub>/n<sub>2</sub> chemistry. *Microelectronic Engineering*, 85(5-6) :1173–1178, may 2008.
- [95] Sun-Goo Lee, Jin sun Choi, Jae-Eun Kim, Hae-Yong Park, and Chul-Sik Kee. Reflection minimization at two-dimensional photonic crystal interfaces. *Optics Express*, 16(6) :4270, mar 2008.
- [96] Thor Bakke, Jan Schmidt, Martin Friedrichs, and Benjamin Völker. Etch stop materials for release by vapor hf etching. *Micromechanics Europe*, 2005.
- [97] P.V. Seredin, A.V. Glotov, E.P. Domashevskaya, I.N. Arsentyev, D.A. Vinokurov, and I.S. Tarasov. Raman investigation of low temperature AlGaAs/GaAs(100) heterostructures. *Physica B : Condensed Matter*, 405(12) :2694–2696, jun 2010.
- [98] Jang Pyo Kim and Andrew M. Sarangan. Temperature-dependent sellmeier equation for the refractive index of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. *Optics Letters*, 32(5) :536, feb 2007.