

SOMMAIRE

| | |
|--|-----------|
| INTRODUCTION | 1 |
| CH1 CRISTAUX PHOTONIQUES ET INTEGRATION PHOTONIQUE. 4 | |
| CH1.I GENERALITES | 4 |
| I.1 <i>Revue des différents types de cristaux photoniques</i> | 4 |
| I.2 <i>Les cristaux photoniques bidimensionnels</i> | 7 |
| I.2.1 Diagramme de bandes | 7 |
| I.2.2 Application à la structure bidimensionnelle triangulaire | 9 |
| I.2.3 Défauts..... | 11 |
| CH1.II CP 2D DE HAUTEUR FINIE..... | 12 |
| II.1 <i>CP 2D en géométrie de guide d'onde</i> | 12 |
| II.1.1 Structuration verticale et parités des modes | 12 |
| II.1.2 Diagramme de bandes | 13 |
| II.1.3 Le cône de lumière | 14 |
| II.2 <i>Présentation de deux approches : substrat et membrane</i> | 15 |
| CH2 OUTILS | 21 |
| CH2.I DESCRIPTION DES ECHANTILLONS ET DU MONTAGE EXPERIMENTAL | 22 |
| I.1 <i>Principe de l'étude</i> | 22 |
| I.2 <i>Description des échantillons</i> | 22 |
| I.2.1 Matériaux utilisés..... | 22 |
| I.2.2 Configuration optique des couches | 22 |
| 2.a Verticalement..... | 22 |
| 2.b Dans le plan : le CP 2D | 23 |
| I.2.3 Les étapes technologiques | 24 |
| 3.a Epitaxie de l'hétérostructure | 24 |
| 3.b Gravure des motifs | 25 |
| 3.c Sous-gravure | 25 |
| I.3 <i>Description des montages expérimentaux</i> | 26 |
| I.3.1 Photoluminescence diffractée | 26 |
| 1.a Le banc de caractérisation | 26 |
| 1.b Utilisation en PL diffractée..... | 26 |
| 1.c Mise en forme des données..... | 27 |
| I.3.2 Photoluminescence guidée/découplée..... | 28 |
| CH2.II OUTILS NUMERIQUES | 30 |
| II.1 <i>Méthode ondes planes</i> | 31 |
| II.2 <i>Modélisation FDTD</i> | 34 |
| II.2.1 Principes de base..... | 34 |
| II.2.2 Conditions aux limites..... | 36 |
| II.2.3 Conditions d'injections et de détections | 36 |
| II.2.4 Conclusion sur la méthode FDTD 2D..... | 38 |
| CH2.III CONCLUSION SUR LES TECHNIQUES D'ETUDES | 39 |
| CH3 GUIDAGE..... | 42 |
| CH3.I INTRODUCTION | 42 |

| | | |
|------------|--|-----------|
| CH3.II | PROPAGATION GUIDEE LE LONG D'UNE RANGEE DE TROUS SUPPRIMEE DANS UN CP 2D SUR MEMBRANE INP..... | 44 |
| II.1 | <i>Modélisation du guide W1 sur membrane</i> | 44 |
| II.1.1 | Points clés du calcul 3D ondes planes..... | 44 |
| II.1.2 | Diagramme de dispersion obtenu..... | 45 |
| 2.a | Description générale – nomenclature..... | 45 |
| 2.b | Modes guidés et mode de type réfractif | 47 |
| 2.c | Couplages entre modes et gamme spectrale monomode..... | 48 |
| II.2 | <i>Démonstration expérimentale du guidage dans W1</i> | 49 |
| II.2.1 | Premières observations par PL guidée/découplée..... | 49 |
| II.2.2 | Caractérisation par PL diffractée d'un guide fermé W1 | 51 |
| 2.a | Structure d'étude et principe de la mesure | 52 |
| 2.b | Extraction des propriétés optiques liées aux modes de cavité..... | 53 |
| 2.c | Comparaison avec le calcul 3D – Interprétation..... | 55 |
| CH3.III | OPTIMISATION DU GUIDAGE CP 2D SUR MEMBRANE | 58 |
| III.1 | <i>Evaluation expérimentale et numérique des pertes du guide W1 sur membrane</i> | 58 |
| III.1.1 | Evaluation expérimentale | 58 |
| III.1.2 | Evaluation théorique | 60 |
| III.2 | <i>Discussion sur la réduction des pertes et amélioration des conditions de guidage</i> | 62 |
| III.3 | <i>Illustration expérimentale</i> | 64 |
| III.3.1 | Guides W1 à faible facteur de remplissage (~40%) | 64 |
| III.3.2 | Guide W1 à rangée décalée de petits trous..... | 68 |
| III.3.3 | Conclusion sur les designs optimisés..... | 72 |
| III.4 | <i>Bilan</i> | 73 |
| CH3.IV | CONCLUSION..... | 75 |
| CH4 | SYSTEMES CASCADES..... | 80 |
| CH4.I | VIRAGE | 81 |
| I.1 | <i>Modélisation d'une cavité insérée dans un guide, par la théorie des modes couplés</i> | 81 |
| I.2 | <i>Modélisation FDTD 2D : banc numérique</i> | 83 |
| I.3 | <i>Virage référence à 60°</i> | 85 |
| I.4 | <i>Amélioration des designs</i> | 87 |
| I.4.1 | Couplage de cavité et apodisation..... | 88 |
| I.4.2 | Amélioration de l'accord modal..... | 90 |
| I.4.3 | Vers une transmission totalement achromatique?! | 91 |
| I.4.4 | Et la troisième direction?..... | 96 |
| I.4.5 | Association de virages et coupleur 1 vers 2 | 97 |
| I.5 | <i>Conclusion sur les virages</i> | 100 |
| CH4.II | COUPLAGE LATERAL ENTRE UN GUIDE ET UNE CAVITE RESONANTE | 101 |
| II.1 | <i>Modélisation par la théorie des modes couplés</i> | 101 |
| II.2 | <i>Structure d'étude – méthode d'analyse</i> | 103 |
| II.3 | <i>Résultats expérimentaux</i> | 105 |
| II.3.1 | Etudes préliminaires..... | 105 |
| II.3.2 | Excitation de la cavité | 106 |
| II.3.3 | Excitation du guide | 107 |
| II.3.4 | Discussion..... | 107 |
| II.4 | <i>Approfondissement numérique : analyse en polarisation</i> | 109 |
| II.5 | <i>Conclusion</i> | 110 |

| | | |
|--|--|------------|
| CH4.III | FILTRE DIRECTIF | 112 |
| III.1 | <i>Mécanismes d'obtention de la directivité</i> | 113 |
| III.2 | <i>Illustration</i> | 114 |
| III.2.1 | Directivité obtenue par modes de galerie | 114 |
| III.2.2 | Directivité obtenue par utilisation de modes stationnaires..... | 115 |
| III.3 | <i>Alternatives!?</i> | 117 |
| III.3.1 | Utilisation d'une cavité linéaire monorangée de type Fabry-Perot (Figure 32). 117 | |
| III.3.2 | Couplage par modes de galerie | 119 |
| CH4.IV | CONCLUSION..... | 120 |
| CONCLUSIONS & PERSPECTIVES..... | | 122 |

INTRODUCTION

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques périodiques, à l'échelle de la longueur d'onde, et à fort contraste d'indice. Dans un tel milieu, la propagation de la lumière exhibe des propriétés, si ce n'est exotiques, du moins étonnantes. Ces matériaux peuvent en effet offrir aux photons (suivant leurs énergies) toute la panoplie des comportements arborés par les électrons dans un réseau cristallin: le photon peut se voir interdire certaines bandes d'énergie (bande interdite photonique), être contraint, à d'autres énergies, à ralentir brusquement, voire à s'immobiliser...

L'idée originale développée par Yablonovitch [1], a été d'utiliser la bande interdite photonique (BIP), pour inhiber l'émission spontanée en annihilant la densité d'états des photons. Depuis, d'autres ont cru y déceler la solution idéale pour domestiquer le photon à l'échelle de la longueur d'onde, et rendre ainsi beaucoup plus compactes les dispositifs de l'optoélectronique et de l'optique guidée (et même le messie annonçant le traitement tout optique de l'information d'un bout à l'autre de la chaîne de communication). C'est d'ailleurs pourquoi, une intense activité de recherche a investi le champ des cristaux photoniques bidimensionnels (beaucoup plus simple à fabriquer) réalisés dans le plan d'un guide d'onde (géométrie en guide d'onde): ce-dernier se charge et du confinement dans la troisième direction et de la compatibilité avec les technologies planaires de l'optique intégrée.

Ce travail de thèse s'inscrit dans ce mouvement. Son but est la conception, la fabrication et l'étude de micro-structures optiques à base de cristaux photoniques, réalisées sur des membranes suspendues en semi-conducteurs III-V (technologie planaire), destinées à réaliser des fonctions optiques répondant aux exigences de l'intégration photonique.

Dans le premier chapitre, nous présenterons en guise de hors-d'œuvre, un panorama sur les structures à base de cristaux photoniques selon leurs dimensionnalités (suivant le nombre de directions pour lesquelles les photons sont affectés). Nous nous attarderons sur les structures bidimensionnelles (CP2D) triangulaires, en insistant sur leurs caractéristiques de dispersion, véritables grottes aux trésors en termes de nouvelles fonctionnalités optiques. Les CP2D seront ensuite déclinés dans une configuration dite guide d'onde, destinée à confiner la lumière dans le plan de périodicité. Le concept de ligne de lumière sera introduit à cette

occasion, associé à la notion de pertes dans la troisième direction. Cela nous permettra d'évoquer les deux approches couramment envisagées pour combiner CP2D et confinement de la lumière dans le plan, à savoir substrat et membrane, ainsi que les solutions mises en œuvre pour limiter ces pertes.

Au chapitre 2, nous présenterons l'ensemble des outils utilisés durant notre étude. Dans une première partie, nous développerons le principe des expériences mises en œuvre, fondé sur la génération de lumière par sources internes, qui permettent l'étude des propriétés optiques de nos composants. Nous décrirons les échantillons, et les différentes étapes nécessaires à leur fabrication, ainsi que les montages expérimentaux utilisés pour mener les études spectrales de nos dispositifs. Dans la seconde partie, nous décrirons l'outil numérique grandement utilisé dans nos études.

Le chapitre 3 est entièrement dédié à l'étude du guidage obtenu par une ligne de défauts réalisée dans un CP2D sur membrane suspendue d'InP. La première partie est consacrée à l'étude détaillée, numérique et expérimentale, des propriétés modales du guide W1 (ou monorangée) sur membrane suspendue. Nous aborderons dans une deuxième partie l'étude des mécanismes engendrant les pertes dans un tel guide qui nous permettront d'établir les critères de conception en vue d'optimiser le comportement des guides CP pour des applications en optique intégrée.

Enfin, dans le chapitre 4, nous évoquerons les différentes briques de base qui constitueront la "circuiterie optique", à savoir les virages et les dispositifs de filtrage et de routage en longueur d'onde.

Cette thèse s'est déroulée dans le cadre du contrat Réseau Micro NanoTechnologie CRIPPOINT (cristaux photoniques pour l'optique intégrée), sous la tutelle du ministère de la recherche et de l'éducation nationale.

1. Yablonovitch, E., *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*. Physical Review Letters, 1987. **58**(20): p. 2059-2062.

CH1 CRISTAUX PHOTONIQUES ET INTEGRATION PHOTONIQUE 4

| | | |
|--------|--|----|
| CH1.I | GENERALITES | 4 |
| I.1 | <i>Revue des différents types de cristaux photoniques</i> | 4 |
| I.2 | <i>Les cristaux photoniques bidimensionnels</i> | 7 |
| I.2.1 | Diagramme de bandes | 7 |
| I.2.2 | Application à la structure bidimensionnelle triangulaire | 9 |
| I.2.3 | Défauts..... | 11 |
| CH1.II | CP 2D DE HAUTEUR FINIE..... | 12 |
| II.1 | <i>CP 2D en géométrie de guide d'onde</i> | 12 |
| II.1.1 | Structuration verticale et parités des modes | 12 |
| II.1.2 | Diagramme de bandes | 13 |
| II.1.3 | Le cône de lumière | 14 |
| II.2 | <i>Présentation de deux approches : substrat et membrane</i> | 15 |

CH1 CRISTAUX PHOTONIQUES ET INTEGRATION PHOTONIQUE

CH1.I Généralités

I.1 Revue des différents types de cristaux photoniques

Les cristaux photoniques (CP) désignent des structures diélectriques, modulées de façon périodique sur une ou plusieurs directions de l'espace, et qui permettent le contrôle des ondes électromagnétiques à l'échelle de la longueur d'onde. Cette modulation périodique, à la manière des réseaux atomiques dans les semi-conducteurs, est capable d'engendrer par diffraction:

- Des plages de fréquences présentant une densité de modes photoniques nulle et par conséquent interdites à la propagation de photons ou Bandes Interdites Photoniques (BIP).
- Des plages de fréquence présentant une densité de modes renforcée, voire théoriquement infinie, qui se traduisent par des vitesses de groupe pour la propagation de photons tendant vers zéro.

Ces propriétés, selon la géométrie du CP, peuvent être fortement anisotropes.

Les mécanismes de formation de bandes interdites sont à rapprocher des processus cohérents de diffraction de Bragg dans un système périodique [1]. L'exemple le plus simple pour appréhender ces mécanismes est celui du système unidimensionnel d'alternance $\lambda/4$, plus communément appelé miroirs de Bragg, et que l'on utilise depuis un certain temps déjà dans les cavités DBR (Distributed Bragg-Reflector) [2], les filtres optiques [3]. La succession périodique de couches d'indices différents, entretient des phénomènes de réflexions constructives, qui vont empêcher les longueurs d'ondes respectant la condition de Bragg de se propager dans ce système (sur une distance plus ou moins grande). Ces phénomènes seront d'autant plus efficaces que le contraste d'indice sera élevé. Si la modulation reste faible, les gammes spectrale et angulaire soumises à ces phénomènes sont très réduites. Dans le cas d'une alternance de diélectrique à grand contraste d'indice, on peut obtenir des miroirs à haute réflectance et omnidirectionnels [4], et améliorer ainsi le rendement d'extraction d'une LED.

Cependant une grande fraction de l'énergie lumineuse s'échappe sous formes de fuites et de modes guidés et ne contribue donc pas à l'émission lumineuse.

C'est dans ce contexte que Yablonovitch, travaillant sur l'inhibition de l'émission spontanée de la lumière, suggéra en 1987 l'extension du concept de Bragg à fort contraste d'indice aux 3 dimensions, afin d'assurer l'existence d'une bande interdite pour une large gamme d'énergie, et ce quelque soit l'angle d'incidence [5]. Certes, on connaissait l'existence de matériaux périodiquement structurés suivant les 3 directions (ailes de papillons, structures auto organisées comme les opales nobles ou systèmes colloïdaux), mais ceux-ci sont caractérisés par des contrastes d'indice trop faibles pour autoriser l'ouverture d'une bande interdite et ne donnent vie qu'à de simples phénomènes d'irisation. C'est en 1991, qu'eut lieu la première démonstration expérimentale d'une BIP complète [6]. Celle-ci fut obtenue dans le domaine micro-onde ($\lambda \approx 2$ cm), à partir d'une structure plexiglas percée suivant les 3 axes $\langle 110 \rangle$ d'une maille diamant, plus connue sous l'appellation Yablonovite. Depuis, plusieurs structures s'apparentant à la structure tas de bois ont été proposées et même fabriquées avec une bande interdite dans le domaine des ondes millimétriques ou sub-millimétriques [7-9]. De telles structures opérant à des grandes longueurs d'onde ont tout de suite trouvé des applications notamment dans le domaine des antennes.

La mise en œuvre d'une BIP complète dans le domaine optique avec une structure 3D est d'une toute autre complexité. Des techniques relativement élaborées de micro-usinage couche par couche ont permis la création de structures tas de bois avec une BIP complète autour des $1.5 \mu\text{m}$. La première consiste à déposer successivement des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de SiO_2 , qui sera par la suite éliminée, pour ne conserver qu'un CP Si/air [10]. Noda et al ont eu recours à un procédé analogue, mais utilisant des poutrelles préfabriquées de GaAs, suivant un alignement et un empilement extrêmement soignés [11]. Ces techniques sont incontestablement très séduisantes, puisqu'elles combinent l'utilisation de procédés matures de fabrication de semi-conducteurs (aboutissant à des structures à fort contraste d'indice) et la possibilité d'insérer certains défauts pour réaliser des guides d'onde par exemple [12]. Le problème majeur réside dans l'épaisseur totale relativement faible que l'on peut atteindre avec ce genre de procédé. D'autres approches de fabrication couche par couche, dont un procédé développé par l'équipe de Kawakami sur un substrat structuré [13], laissent augurer la possibilité de surmonter ce genre de handicap.

D'autres structures s'organisant spontanément présentent également une périodicité tridimensionnelle, avec cependant des contrastes d'indice trop faibles pour obtenir une bande interdite omnidirectionnelle. Une idée pour surmonter cet inconvénient repose sur l'utilisation

de la charpente naturelle de ces structures comme moule pour un matériau de haut indice [14-17]. Une grande variété de techniques d'infiltration est à disposition. Une fois le squelette original (comme par exemple une opale) éliminé, la structure finale (l'opale inverse) présente un contraste d'indice suffisant pour obtenir la bande interdite souhaitée [18, 19].

Des techniques sophistiquées telles que l'holographie à quatre lasers [20], lithographies à rayons X [21], gravure par faisceau ionique focalisé [22] ou par modulation photo-électrochimique [23], ont également été développées et donnent des résultats encourageants.

Le lecteur intéressé par les méthodes de fabrication et les développements dans le domaine des cristaux photoniques tridimensionnels peut se référer au dossier spécial sur les CP3Ds réalisé par Koenderick et al [24], ou à l'état de l'art des CPs de Sajeev John [25].

Mais fabriquer des CP 3D dans le proche I.R et le visible exigent des méthodes de fabrication, qui restent encore aujourd'hui très complexes, difficilement transposables à des applications de masse, et qui présentent des difficultés pour l'insertion de défauts. D'où l'idée de recourir aux CP 2D. Non seulement la réalisation de telles structures est considérablement simplifiée mais elle bénéficie d'un large éventail d'outils développés pour la microélectronique, parfaitement adaptés à la réalisation de structures planaires submicroniques. Ces structures possèdent en outre une BIP bidimensionnelle qui autorise un contrôle de la lumière dans le plan. Dès 1996, a été démontrée l'existence d'une telle bande interdite (vers $5\mu\text{m}$) par les laboratoires Siemens, grâce à l'utilisation de techniques de gravures électrochimiques sur silicium macroporeux [26]; l'expérience acquise depuis, permet la réalisation de BIP aux longueurs d'onde telecom [27]. Les rapports d'aspects (rapport profondeur/diamètre des trous), de l'ordre de 100 font des ces structures de vraies structures « modèles », dans le sens où les dimensions, pouvant être considérées comme infinies pour la radiation interagissant avec cette structure, aboutissent à de vraies BIP bidimensionnelles. Aussi pour décrire les comportements liés aux propriétés intrinsèques des CP, nous nous concentrerons dans un premier temps sur les caractéristiques de dispersions de telles structures, ainsi que les modifications apportées par l'introduction de défauts dans le réseau 2D infini ; ces considérations feront l'objet de la section 1.I.2.

En revanche, assurer la compatibilité de telles structures au sein d'un ensemble de composants pose concrètement le problème du confinement de la lumière dans la troisième direction. Pour résoudre ce problème, de nombreux groupes à travers le monde ont opté pour un confinement vertical assuré par un guide d'onde plan. Nous verrons dans la partie 1.II, les conséquences de la perte d'invariance suivant z sur les caractéristiques de dispersion des CP2D et les différentes approches proposées pour assurer le confinement vertical.

I.2 Les cristaux photoniques bidimensionnels

Nous allons illustrer de manière un peu plus précise les mécanismes mis en jeu dans les CP par l'étude des structures de bandes d'un CP2D triangulaire. Le réseau triangulaire est celui qui offre en 2D un recouvrement maximum des bandes interdites associées à chaque direction cristallographique ; c'est le réseau que nous adoptons dans la suite de notre travail.

Toute l'information relative à la cinétique du photon dans un milieu donné est entièrement contenue dans son diagramme de dispersion. Dans notre cas, c'est l'ensemble des relations qui relient les longueurs d'onde à la fréquence de l'ensemble des modes se propageant dans une structure bidimensionnelle triangulaire. Avant de discuter des caractéristiques de la courbe de dispersion, nous présentons le principe de la méthode qui permet d'aboutir à la structure de bandes d'un CP2D triangulaire.

I.2.1 Diagramme de bandes

D'un point de vue général, nous nous intéressons aux modifications qu'induit un milieu de constante diélectrique périodique sur la propagation de l'onde électromagnétique. Pour étudier la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu quelconque, nous devons résoudre les équations de Maxwell.

Les équations de Maxwell, liées à la structure du champ électromagnétique, dans un milieu sans source et non absorbant, s'écrivent en unité CGS :

$$\mathbf{\nabla} \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.1.a)$$

$$\mathbf{\nabla} \times \mathbf{H} = \frac{e(\mathbf{r})}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.1.b)$$

$$\mathbf{\nabla} \cdot (e(\mathbf{r})\mathbf{E}) = 0 \quad (1.1.c)$$

$$\mathbf{\nabla} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1.1.d)$$

La recherche de solutions harmoniques $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$ et $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{i\omega t}$ aboutit à deux équations d'ondes découplées pour E et H.

L'équation d'onde liée au champ magnétique s'écrit :

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.2)$$

En introduisant l'opérateur

$$\Theta = \nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \quad (1.3)$$

On peut réécrire (1.2) sous la forme d'un problème aux valeurs propres

$$\Theta \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) \quad (1.4)$$

Périodicité et bandes

Dans le CP, l'information sur la périodicité est contenue dans la fonction diélectrique, et on a pour tout vecteur \mathbf{R} du réseau direct.

$$\epsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \epsilon(\mathbf{r}) \quad (1.5)$$

L'opérateur Θ est hermitique et possède également cette symétrie de translation. Le théorème de Bloch indique que les états propres de Θ sont tels que

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \cdot \mathbf{h}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (1.6)$$

Avec $\mathbf{h}_{\mathbf{k}}$:

$$\mathbf{h}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = \mathbf{h}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (1.7)$$

et \mathbf{k} , vecteur d'onde de Bloch, appartenant à la première zone de Brillouin du réseau réciproque.

Finalement, et de même qu'en physique du solide, les modes autorisés (pour les photons) seront donnés par le calcul des $\mathbf{h}_{\mathbf{k}}$ et des $\omega(\mathbf{k})$ pour chaque vecteur d'onde \mathbf{k} de la première zone de Brillouin. L'ensemble des solutions discrètes de ω constitue la structure de bandes ou diagramme de dispersion du système optique considéré.

I.2.2 Application à la structure bidimensionnelle triangulaire

Réseau direct et réseau réciproque

La structure bidimensionnelle triangulaire sur laquelle nous nous appuyons pour illustrer ce chapitre est représentée figure 1.

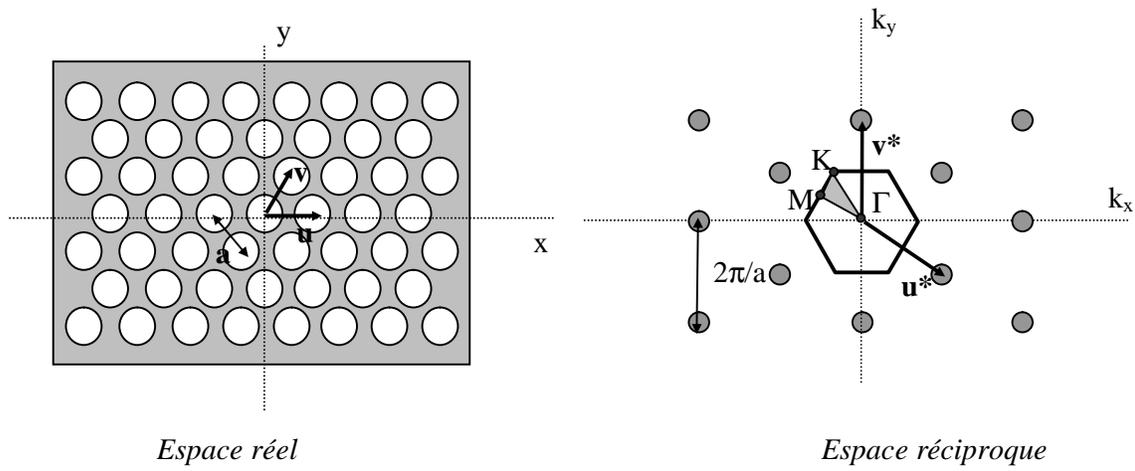


Figure 1 : Cristal photonique triangulaire et réseau réciproque associé. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés (Γ , K et M).

Des considérations de symétrie permettent de restreindre le domaine de l'espace réciproque à sonder, à la zone de Brillouin réduite. Cette dernière correspond à la région délimitée par les points de haute symétrie Γ , K , M . Une telle représentation est suffisante pour obtenir une description satisfaisante des propriétés de dispersion du CP 2D.

La direction ΓK du réseau réciproque correspond à la direction des premiers voisins du réseau réel. La direction ΓM correspond à la direction des seconds voisins.

Après avoir défini notre domaine d'étude pour les courbes de dispersion, nous pouvons passer à la seconde étape, le calcul de la structure de bandes proprement dite, par la méthode des ondes planes, brièvement explicitée au chapitre 2 dans la section II.1.

Structure de bandes

Le diagramme de bandes relatif à la structure triangulaire de la figure 1 est représenté sur la figure 2

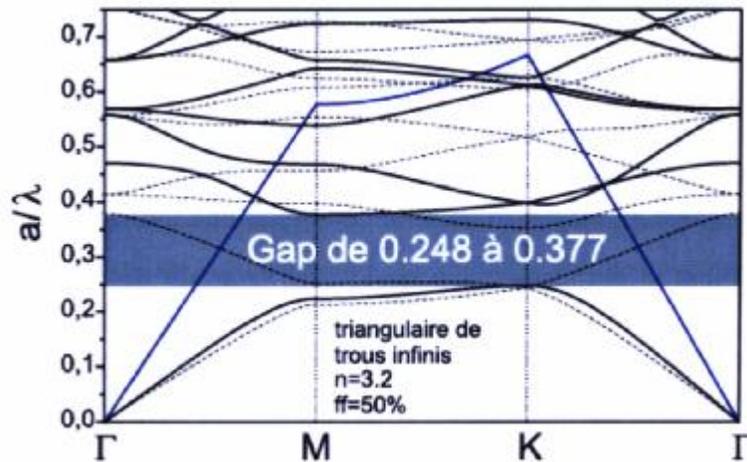


Figure 2 : Diagramme de bandes du cristal photonique triangulaire de trous d'air infinis (calcul 2D) pour un facteur de remplissage de 50%, dans un matériau semiconducteur $n=3,2$. Les modes de polarisation TE (courbes pleines) présentent une bande interdite à la différence des modes TM (courbes en pointillés). Source GES (Thèse Marine Levassor d'Yerville)

On constate combien le comportement du photon est profondément modifié lorsque l'on structure de manière périodique un milieu initialement homogène. Les photons qui n'interagissaient pas dans le milieu homogène ne s'ignorent plus et communiquent désormais entre eux par l'intermédiaire de la forte corrugation du milieu. La lumière est diffusée par les motifs et subit des réflexions multiples, fortement destructives notamment autour des directions de haute symétrie de la zone de Brillouin. Cela se traduit en termes de courbes de dispersion par des extrêma suivant les directions de haute symétrie, qui peuvent aboutir, lorsque la perturbation est très forte (fort contraste d'indice, ce qui est notre cas) à la création de gammes d'énergie pour lesquelles la propagation du photon dans le plan est interdite. Le diagramme de dispersion révèle l'existence d'une telle bande interdite pour la polarisation TE¹, s'étendant entre les valeurs de fréquence réduite [0.248-0.377]. Avec ces paramètres, la polarisation TM² (courbes en pointillés) ne possède pas de BIP.

¹ Pour Transverse Electrique. Le champ E est perpendiculaire aux cylindres, dans le plan de périodicité.

² Pour Transverse Magnétique. Le champ E est dirigé suivant l'axe des cylindres.

I.2.3 Défauts

L'un des nombreux attraits conceptuels offerts par les cristaux photoniques et leur structure cristalline est la possibilité d'introduire des défauts dans cette structure. Comme en physique des semi-conducteurs, on crée ainsi un ou plusieurs niveaux localisés, dans la bande interdite [28]. Sans faire l'inventaire de tous les défauts possibles, on réalise aisément la très grande variété de défauts concevables donnant lieu à toutes sortes d'applications potentielles [29]. Nous citerons simplement les deux défauts fréquemment réalisés:

- L'omission localisée de trous, grâce à laquelle on obtient des microcavités résonantes.
- La suppression d'une ou plusieurs rangées de trous engendrant des corridors de lumière dans lesquels la notion même de guidage semble plus robuste car basée sur des processus de diffraction et non sur la réflexion totale interne.

CH1.II CP 2D de hauteur finie

Nous venons de décrire les propriétés physiques de base d'un CP. Avec elles, on peut contrôler complètement le comportement des photons dans un milieu périodique. Cependant les caractéristiques de dispersion, qui rendent compte de notre aptitude à modéliser la lumière, sont associées à des structures infinies. Or, non seulement les techniques de micro structuration couramment employées ne permettent pas l'obtention de profondeurs de gravures importantes, mais une condition sine qua non pour l'intégration de dispositifs à base de CP dans des circuits intégrés photoniques est la compatibilité de ces objets avec l'optique guidée classique donc planaire. Ceci implique de facto une extension finie de ces structures. C'est en 1996 que Krauss et al proposèrent d'associer au CP2D l'utilisation d'une couche semi-conductrice comme moyen de réaliser le confinement de la lumière dans un plan [30].

Cette utilisation dite en géométrie de guide d'onde, implique la perte de l'invariance suivant z . Cette structuration verticale est susceptible d'introduire des pertes non prévues par la théorie bidimensionnelle, et nous amènera par conséquent à introduire la notion de ligne de lumière et de durée de vie du photon. Nous décrirons ensuite les 2 principales approches développées pour réaliser le confinement vertical.

II.1 CP 2D en géométrie de guide d'onde

La superposition d'une hétérostructure verticale aux CP2Ds brise l'invariance par translation suivant z . Le comportement vertical de ce nouveau système, de "dimension $2+\epsilon$ " subit par conséquent des modifications qui seront en grande partie conditionnées par les propriétés de confinement de l'hétérostructure guidante.

II.1.1 Structuration verticale et parités des modes

La distribution verticale du champ électromagnétique des modes confinés dans le guide est bien entendu tributaire des caractéristiques de la couche guidante. Au contraire du cas 2D infini, une épaisseur finie de la couche confinante est susceptible de supporter, selon l'épaisseur, des modes présentant des oscillations verticales d'ordre de plus en plus élevées. Le champ EM ne possède plus l'invariance verticale par translation, mais est soumis aux conditions de continuité des champs aux interfaces diélectriques. Le profil du mode guidé

fondamental est caractérisé par une demi-oscillation dans la couche guidante. Les profils des modes d'ordre plus élevés présentent des nœuds dans la couche.

Pour des CP2D en géométrie de guide d'onde, les polarisations TE et TM des CP2D (cf paragraphe I.2.2), ne sont plus, à proprement parler, découplées. Néanmoins, dans le cas du guide plan entouré d'un milieu uniforme d'indice n , le système possède une symétrie de réflexion par rapport au plan médian du guide. Par rapport à ce plan de symétrie, on peut distinguer les modes symétriques (modes pairs) et antisymétriques (impairs)³. Sachant qu'aucun couplage n'est possible entre modes de parités différentes, nous pouvons considérer que nous travaillons avec un système de 2 familles de modes totalement indépendantes, les modes pairs et impairs. Il est à noter également que le mode pair fondamental a une distribution verticale caractérisée par un champ E majoritairement dans le plan. Par abus de langage, nous associerons donc par la suite le mode pair fondamental à la polarisation TE du CP2D infini (mode quasi-TE).

Remarquons dès à présent que les modes impairs s'annulant au centre de la couche, ils ne pourront interagir avec des émetteurs de lumière placés au centre de la couche. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans la description de notre méthode opératoire au chapitre 2 partie I, mais nous pouvons dès à présent affirmer que nous travaillerons exclusivement avec les modes pairs. Nous pouvons de plus affirmer que notre configuration, aux longueurs d'onde de travail visées, ne sera susceptible de supporter que le mode fondamental.

Nous allons illustrer l'ensemble de ces considérations par l'étude des structures de bande calculées par la méthode des ondes planes.

II.1.2 Diagramme de bandes

Comme nous l'avons déjà souligné, l'épaisseur du guide d'onde est un paramètre crucial pour appréhender les caractéristiques de dispersion d'une structure donnée. La prise en compte de l'épaisseur nécessite en toute rigueur un vrai calcul 3D [31]. Nous présentons le résultat d'un calcul onde plane 3D, du CP2D décrit en 1.I.2 mais en configuration guide d'onde.

Le diagramme de bandes relatif au réseau de la figure 1 mais sur membrane d'épaisseur 0.44a est reporté figure 3.

³ Cette qualification s'entend pour le champ électrique

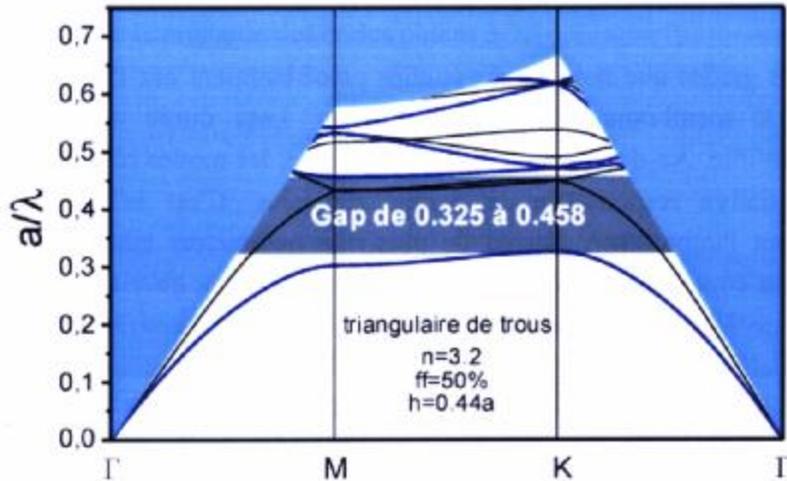


Figure 3 : Diagramme de bandes des modes guidés du cristal photonique sur membrane (calcul 3D) pour un réseau triangulaire de trous d'air et un facteur de remplissage de 50%. Les modes pairs (courbes bleues) présentent une bande interdite à la différence des modes impairs (courbes noires). La zone bleue désigne le cône de lumière. Source GES (thèse Marine Levassor d'Yerville)

Seuls ont été reportés les modes guidés (sous le cône de lumière représenté en bleu uniforme, cf paragraphe suivant). Il est à noter que l'on observe, par rapport au calcul 2D, un décalage prévisible de tous les modes guidés vers les hautes fréquences. La raison principale réside dans le fait que les modes guidés, même s'ils sont bien confinés dans le guide, ont toujours une extension non négligeable dans l'air. La bande interdite pour le mode pair fondamental (quasi-TE en bleu sur le dessin) s'étend cette fois-ci entre 0.325 et 0.458. Comme prévu, les modes impairs (quasi-TM en noir sur le dessin) n'exhibent pas de bandes interdites.

II.1.3 Le cône de lumière

Le cône de lumière désigne la région spectrale accessible aux modes du milieu environnant la couche guidante. Pour un milieu uniforme d'indice n , le cône de lumière est défini comme la région située au-dessus de la ligne de lumière, caractérisée par la droite $w(k_{||}) = \frac{c}{n} k_{||}$, où $k_{||}$ est la composante du vecteur de propagation projeté dans le plan du guide.

Pour le CP2D de hauteur finie réalisé dans ce guide plan, trois types de modes sont à considérer:

- Les modes qui constituent le continuum des modes radiatifs. Ce sont les solutions sinusoïdales en tout point de l'espace de l'équation de propagation du guide d'onde plan. Ces modes sont complètement délocalisés.
- Les modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde plan mais possédant une composante radiative non nulle induite par le réseau, et responsable des pertes dans la direction verticale.

Ces deux types de modes sont situés dans le cône de lumière, les modes quasi-guidés constituant des résonances du continuum radiatif.

- Les modes guidés, parfaitement confinés dans le guide, sans couplage possible avec les modes rayonnés, et par conséquent à durée de vie théorique infinie dans le guide d'onde. Ces modes sont situés en dessous de la ligne de lumière.

II.2 Présentation de deux approches : substrat et membrane

Dans le paragraphe précédent, nous avons expliqué pourquoi des pertes dans la troisième direction pouvaient intervenir dans un CP2D en géométrie de guide d'onde.

Dans ce paragraphe, nous allons décrire deux approches envisageables pour réaliser le confinement vertical et pour limiter les pertes potentielles dans la troisième direction. Ces deux approches sont illustrées figure 4.

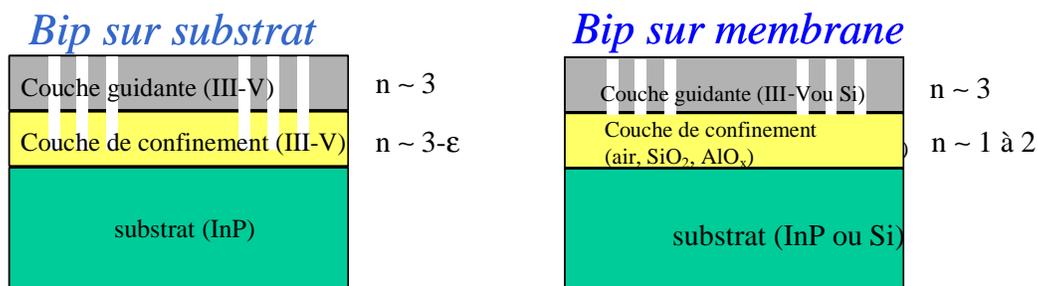


Figure 4 : Configurations verticales de 2 géométries de guide d'onde technologiquement envisageables, sur substrat ou sur membrane, permettant de confiner la lumière dans le plan

L'approche « substrat » privilégie un confinement vertical faible. Elle consiste à fabriquer des guides sur une couche de confinement avec une faible variation d'indice. Dans cette

configuration nous sommes contraints de travailler la plupart du temps dans le cône de lumière. Le couplage avec les modes rayonnés est donc toujours possible (cf figure 5). La compréhension physique par une description perturbative type Born [32] et la modélisation phénoménologique des pertes radiatives [33] permettent de discriminer chacune des contributions aux pertes. Pour résumer, le couplage radiatif dépend de deux processus majeurs de diffraction:

Le premier est lié à la diffraction du mode "guidé" sur les motifs d'air. Le modèle suggère alors l'utilisation d'un profil géométrique à faible contraste d'indice associé à un facteur de remplissage du réseau limité pour minimiser ces pertes.

Le deuxième est lié à la profondeur finie des motifs [34-36]. En effet dans une approche faible contraste d'indice, la largeur modale verticale du mode guidé dépasse largement la simple couche guidante et s'étend profondément dans le substrat. Le modèle montre alors que les fuites dans le substrat augmentent avec la quantité d'énergie véhiculée à des profondeurs supérieures à celle de la limite du motif. Une gravure sur une profondeur au moins égale à celle du mode guidé est nécessaire pour minimiser ces pertes [37].

Concrètement, la largeur modale du mode guidé varie selon la longueur d'onde de 1 à 2 μm . Si les trous traversent toute l'épaisseur du mode guidé, des résultats numériques confirment que les pertes sont faibles, voire plus faibles que dans les membranes (toujours dans le cône de lumière!) [33, 38].

La seconde approche, qui est celle que nous avons adoptée pour la réalisation de nos structures, consiste justement à utiliser une membrane de faible épaisseur à fort confinement vertical. Typiquement, il s'agira d'une membrane suspendue, SC sur air, ou reportée sur substrat de bas indice (SC sur silice). Si nous désirons maintenir notre photon dans le plan, nous disposons avec cette approche d'une région importante sous la ligne de lumière dans notre réseau de caractéristiques $\omega(k)$ (figure 5), pour laquelle nous disposons de modes de Bloch à durée de vie théorique infinie (sous le cône de lumière rouge), ce qui n'est pas le cas dans une approche substrat (cône de lumière bleue).

Outre les considérations concernant les pertes, chacune des deux approches présente un certain nombre d'intérêts et d'inconvénients qu'il convient de cerner pour justifier le choix expérimental adopté.

Un gros intérêt de l'approche substrat est qu'elle offre, de par son ample largeur modale, un couplage potentiellement plus aisé avec des composants photoniques classiques tels que les lasers DFB. Mais en contrepartie cela impose de maîtriser des techniques de gravure profonde avec des rapports d'aspect des trous de l'ordre de 10, contre 1 pour les membranes. En effet,

l'épaisseur d'une membrane peut typiquement varier de 0.2 à 0.3 μm selon les longueurs d'onde de travail visées, ce qui nécessite des techniques de gravure nettement plus simples que pour l'approche substrat. La réduction du volume modal qu'implique cette faible épaisseur favorise aussi la réalisation de microsources photoniques compactes [39].

Un autre point qui apparaît dans un premier temps comme un réel problème, concerne à nouveau les pertes optiques dans l'espace libre dues au couplage indésirable par processus de diffraction des modes guidés avec les modes rayonnés. Ces pertes, dont on peut contrôler les propriétés spectrales et directives, peuvent s'avérer particulièrement utiles si l'on désire ouvrir la communication des circuits planaires à la 3eme direction. On se rend compte que l'approche membrane est particulièrement bien adaptée à une telle application, et qu'une association CP2D avec MOEMS (Micro-Opto-Electro-Mécanique) laisse augurer de nouvelles fonctionnalités incluant l'accordabilité [40] .

Les multiples richesses, offertes tant du point de vue physique que des dispositifs envisageables, nous a convaincu de porter notre dévolu sur l'approche membrane.

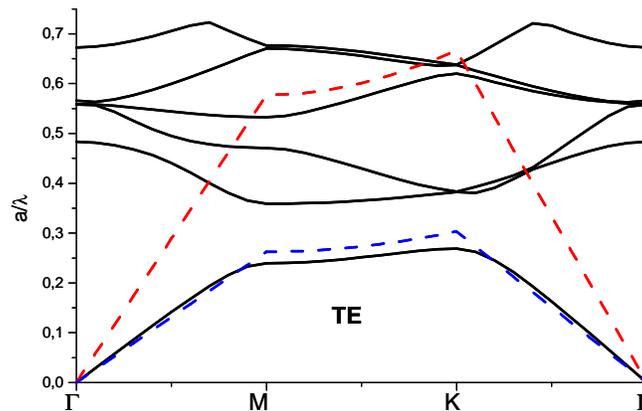


Figure 5 : Allure de structure de bandes pour un cristal photonique 2D. Les cônes de lumière sont superposés pour comparaison de l'étendue des régions sans pertes théoriques entre l'approche substrat (tirets bleus) et l'approche membrane (tirets rouges).

BIBLIOGRAPHIE

1. Kittel, C., *Introduction to solid-state physics*. 1971: John Wiley.
2. Streifer, W., D.R. Scifres, and A.D. Burnham, *Coupled wave analysis of DFB and DBR lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1977. **13**(4): p. 134-141.
3. Spisser, A., et al., *Highly selective and widely tunable 1.55 um InP/air micromachined Fabry-Perot filter for optical communications*. Photonics technology letters, 1998. **10**(9): p. 1259-1261.
4. Fink, Y., et al., *Omnidirectional reflection from a one-dimensional reflector*. Science, 1998. **282**: p. 1679.
5. Yablonovitch, E., *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics*. Physical Review Letters, 1987. **58**(20): p. 2059-2062.
6. Yablonovitch, E., T.J. Gmitter, and K.M. Leung, *Photonic band structure:the face-centered-cubic case employing nonspherical atoms*. Physical Review Letters, 1991. **67**(22): p. 2295.
7. Özbay, E., et al., *Measurement of a three-dimensional photonic band gap in a crystal structure made of dielectric rods*. Physical Review B, 1994. **50**: p. 1945.
8. Özbay, E., et al., *Micro-machined millimetre wave photonic band gap crystals*. Applied Physics Letters, 1994. **64**(16): p. 2059.
9. Özbay, E., et al., *Laser-micromachined millimeter-wave photonic band-gap cavity structures*. Applied Physics Letters, 1995. **67**: p. 1969.
10. Lin, S.Y. and J.G. Fleming, *Journal of Lightwave Technology*, 1999. **17**: p. 1944.
11. Noda, S., et al., *Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths*. Science, 2000. **289**: p. 604-606.
12. Chutinan, A. and S. Noda, *Design for waveguides in three-dimensional photonic crystals*. Jpn. J. Appl. Phys, 2000. **39**: p. 2353-2356.
13. Notomi, M., et al., *Drilled alternating-layer three-dimensional photonic crystals having a full photonic band gap*. Applied Physics Letters, 2000. **77**: p. 4256-4258.
14. Holland, B.T., C.F. Blanford, and A. Stein, *Synthesis of macroporous minerals with highly ordered three-dimensional arrays of spheroidal voids*. Science, 1998. **281**: p. 538-540.
15. Imhof, A. and D.J. Pine, *Ordered macroporous materials by emulsion templating*. Nature, 1997. **389**: p. 948-951.
16. Wijnhoven, J.E.G.J. and W.L. Vos, *Preparation of photonic crystals made of air spheres in titania*. Science, 1998. **281**: p. 802-804.
17. Zakhidov, A.A., et al., *Carbon structures with three-dimensional periodicity at optical wavelengths*. Science, 1998. **282**.
18. Blanco, A., et al., *Large-scale synthesis of a silicon photonic crystal with a complete three-dimensional bandgap near 1.5 micrometres*. Nature, 2000. **405**: p. 437-440.
19. Vlasov, Y.A., et al., *On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals*. Nature, 2001. **414**: p. 289-293.
20. Campbell, M., et al., *Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography*. Nature, 2000. **404**: p. 53-56.
21. Cuisin, C., et al., *Submicrometer resolution Yablonovite templates fabricated by x-ray lithography*. Applied Physics Letters, 2000. **77**: p. 770.
22. Chelnokov, A., et al., *Near-infrared Yablonovite-like photonic crystals by focused-ion-beam etching of macroporous silicon*. Applied Physics Letters, 2000. **77**: p. 2943-2945.

23. Schilling, J., et al., *Three-dimensional photonic crystals based on macroporous silicon with modulated pore diameter*. Applied Physics Letters, 2001: p. 1180-1182.
24. Koenderink, A.F., et al., *Three-dimensional photonic crystals as a cage for light*. C. R. Physique 3, 2002: p. 67-77.
25. John, S., O. Toader, and K. Busch, *Photonic Band Gap materials: a semiconductor for light*, in *Encyclopedia of science and technology*, A. Press, Editor. 2001.
26. Gruning, U., et al., *Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at 5 μ m*. Applied Physics Letters, 1996. **68**: p. 747.
27. Rowson, S., A. Chelnokov, and J.M. Lourtioz, *Two-dimensional photonic crystals in macroporous silicon: from mid-infrared to telecommunication wavelengths*. Journal of Lightwave Technology, 1999. **17**: p. 1989-1995.
28. Yablonovitch, E., *Donor and acceptor modes in photonic band structure*. Physical Review Letters, 1991. **67**: p. 3380-3383.
29. Meade, R.D., et al., *Photonic bound states in periodic dielectric materials*. Physical Review B, 1991. **44**: p. 13772.
30. Krauss, T.F., R.M. De La Rue, and S. Brand, *Two-dimensional photonic band gap structures operating at near infrared wavelengths*. Nature, 1996. **383**: p. 699-702.
31. Jonhson, S.G., *Guided modes in photonic crystal slabs*. Physical Review B, 1999. **60**(8): p. 5751-5758.
32. Labilloy, D., *Cristaux photoniques bidimensionnels pour le proche infrarouge : propriétés optiques et confinement*. 1999, Ecole polytechnique. p. 186.
33. Benisty, H., et al., *Radiation losses of waveguide-based two dimensional photonic crystals: positive role of the substrate*. Applied Physics Letters, 2000. **76**(5): p. 532-534.
34. D'Urso, B., et al., *Modal reflectivity in finite-depth two dimensional photonic crystal microcavities*. Journal of Optical Society of America B, 1998. **15**(3): p. 1155-1159.
35. Palamaru, M. and P. Lalanne, *Photonic crystal waveguides: out of plane losses and adiabatic modal conversion*. Applied Physics Letters, 2001. **78**(11): p. 1466-1468.
36. Lalanne, P. and H. Benisty, *Out of plane losses of two dimensional photonic crystal waveguides: electromagnetic analysis*. Journal of Applied Physics, 2001. **89**(2): p. 1512-1514.
37. Jacquin, O. 2000, Institut National Polytechnique de Grenoble.
38. Lalanne, P., *Electromagnetic analysis of photonic crystal waveguides operating above the light cone*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 800-804.
39. Monat, k., et al., *InP 2D photonic crystal microlasers on silicon wafer : room temperature operation at 1.55 μ m*. Electronics Letters, 2001. **37**(12): p. 764-766.
40. Letartre, X., et al., *Switching devices with spatial and spectral resolution combining photonic crystals and Moems structures*. Journal of Lightwave Technology, to be published.

—

| | | |
|------------|---|-----------|
| CH2 | OUTILS..... | 21 |
| CH2.I | DESCRIPTION DES ECHANTILLONS ET DU MONTAGE EXPERIMENTAL | 22 |
| I.1 | <i>Principe de l'étude</i> | 22 |
| I.2 | <i>Description des échantillons</i> | 22 |
| I.2.1 | Matériaux utilisés..... | 22 |
| I.2.2 | Configuration optique des couches | 22 |
| 2.a | Verticalement..... | 22 |
| 2.b | Dans le plan : le CP 2D | 23 |
| I.2.3 | Les étapes technologiques | 24 |
| 3.a | Epitaxie de l'hétérostructure | 24 |
| 3.b | Gravure des motifs | 25 |
| 3.c | Sous-gravure | 25 |
| I.3 | <i>Description des montages expérimentaux</i> | 26 |
| I.3.1 | Photoluminescence diffractée | 26 |
| 1.a | Le banc de caractérisation | 26 |
| 1.b | Utilisation en PL diffractée..... | 26 |
| 1.c | Mise en forme des données..... | 27 |
| I.3.2 | Photoluminescence guidée/découplée..... | 28 |
| CH2.II | OUTILS NUMERIQUES | 30 |
| II.1 | <i>Méthode ondes planes</i> | 31 |
| II.2 | <i>Modélisation FDTD</i> | 34 |
| II.2.1 | Principes de base..... | 34 |
| II.2.2 | Conditions aux limites..... | 36 |
| II.2.3 | Conditions d'injections et de détections | 36 |
| II.2.4 | Conclusion sur la méthode FDTD 2D..... | 38 |
| CH2.III | CONCLUSION SUR LES TECHNIQUES D'ETUDES. | 39 |

CH2 OUTILS

Nous avons montré les potentialités offertes par les CP2D sur membranes pour la création de dispositifs optiques à dimensions réduites. La recherche actuelle vise à exploiter les effets de BIP ou de dispersions insolites de ces CP pour la réalisation de briques de base de la photonique intégrée telles que les guides, les filtres, les sources.

Les dimensions caractéristiques de ces structures (de l'ordre des longueurs d'ondes optiques) rendent difficiles l'insertion de lumière par des techniques classiques de l'optique guidée (insertion par la tranche) sans entraîner des pertes importantes. Pour surmonter ces difficultés, nous avons adopté une technique expérimentale inspirée des travaux de D. Labilloy [1]. Cette technique consiste à sonder les dispositifs à CP par l'utilisation de matériaux optiquement actifs, insérés dans la couche guidante, et opérant comme sources internes. Dans ce chapitre, nous présenterons le principe des expériences mises en œuvre pour permettre l'étude optique de ces composants. Nous décrirons les échantillons et les montages expérimentaux utilisés pour mener les études spectrales de nos dispositifs.

Cependant, même si l'ensemble de la chaîne d'étude de nos dispositifs est maîtrisé dans notre laboratoire (de la fabrication des hétérostructures, en passant par celles des CPs, et la caractérisation de ces dispositifs), il est nécessaire de disposer d'une modélisation numérique de ces structures permettant d'orienter la fabrication vers des dispositifs performants. C'est pourquoi nous avons adopté un outil de modélisation, la FDTD 2D (Finite-Difference Time-Domain), qui permet de valider l'adéquation de certaines géométries aux espérances théoriques qu'elles suscitent. Cet outil numérique, parfaitement complémentaire d'une approche type onde plane, sera décrit dans la deuxième partie de ce chapitre.

CH2.I Description des échantillons et du montage expérimental

I.1 Principe de l'étude

Le but des expériences à mener est d'étudier le comportement d'une lumière guidée dans une membrane suspendue en semi-conducteur III-V (InP) en présence d'un CP2D, comportant des défauts ou non. L'idée, pour sonder les propriétés de ces composants microphotoniques, consiste à utiliser le signal de photoluminescence (PL) émis par des émetteurs internes à l'échantillon [2], type puits, boîtes ou fils quantiques. Une partie du signal de PL se propage dans la couche guidante et interagit avec le cristal photonique.

Deux approches seront mises en œuvre pour collecter le signal et évaluer l'effet du cristal photonique sur l'onde guidée. La première approche exploite le signal de photoluminescence diffractée dans la troisième direction au cours de l'interaction de l'onde guidée avec l'objet étudié [3]. La deuxième approche consiste à analyser la PL guidée transmise à travers l'objet étudié et extraite localement grâce à l'utilisation d'un réseau de découplage [4].

I.2 Description des échantillons

I.2.1 Matériaux utilisés

Pour la fabrication de nos dispositifs, nous avons travaillé sur des matériaux de la filière InP. Le choix de la filière InP, a été en grande partie motivé par les premières applications envisagées, à savoir des applications télécoms; il est en effet relativement aisé d'insérer dans l'InP des sources actives de lumière configurables pour opérer aux longueurs d'ondes télécoms, et l'InP lui-même est transparent à ces longueurs d'ondes. La longueur d'onde centrale de travail visée pour nos dispositifs, se situe aux alentours des $1.55\mu\text{m}$.

I.2.2 Configuration optique des couches

2.a Verticalement

La configuration optique retenue est présentée en figure 1.

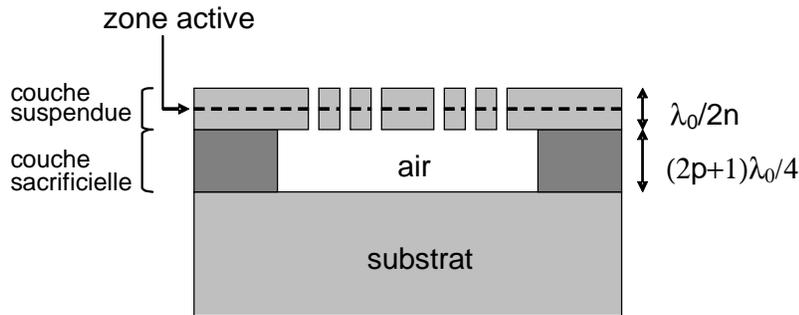


Figure 1 : Représentation schématique en coupe de la structure à cristal photonique, incluant une zone active, sur membrane suspendue. La configuration optique des couches (épaisseurs) est précisée.

Les émetteurs sont positionnés au centre de la membrane d'épaisseur demi onde ($250 \text{ nm} \sim \lambda/2n$ à $1.55 \mu\text{m}$), suspendue au-dessus d'une lame anti résonante (épaisseur $(2P+1)\lambda/4$). Cette configuration permet de maximiser le couplage de la lumière émise par la zone active au mode guidé fondamental (mode TE fondamental-cf ch1.II.1.2) qui présente un profil de champ maximum au centre de la membrane. Le couplage avec les modes verticaux est quant à lui fortement inhibé, le champ électrique correspondant à l'émission verticale étant minimal au centre de la membrane. La présence de la lame anti résonante accentue cet effet [3].

La membrane d'épaisseur optique $\lambda/2$ assure également le caractère monomode de la propagation guidée selon la polarisation TE, ce qui évitera d'être confronté à des effets comme le couplage entre modes qui pourraient être induits par le CP.

2.b Dans le plan : le CP 2D

Les paramètres du réseau triangulaire de trous d'air sont choisis pour ouvrir une bande interdite aux alentours de la gamme de longueur d'onde que l'on désire sonder. Des paramètres de maille variant de 500 à 560 nm, associés à des facteurs de remplissage en air de 30% à 50% seront balayés lors de nos diverses études. Les paramètres expérimentaux seront précisés pour chaque structure étudiée et présentée dans ce manuscrit. Typiquement, nous souhaitons ouvrir une bande interdite pour le mode fondamental quasi-TE aux alentours des 1500 nm.

I.2.3 Les étapes technologiques

Pour les dispositifs nous intéressant, et obéissant à la configuration verticale décrite plus haut, il s'agit principalement de réaliser des cristaux photoniques en gravant des trous dans une membrane qui sera ensuite suspendue. L'ensemble des étapes de fabrication détaillé ci-après et illustré figure 2, a bénéficié du savoir faire développé au LEOM dans le domaine du micro usinage de membranes semi-conductrices [5], et du travail de mise au point des technologies de fabrication réalisé au cours de la thèse de Pierre Pottier [3].

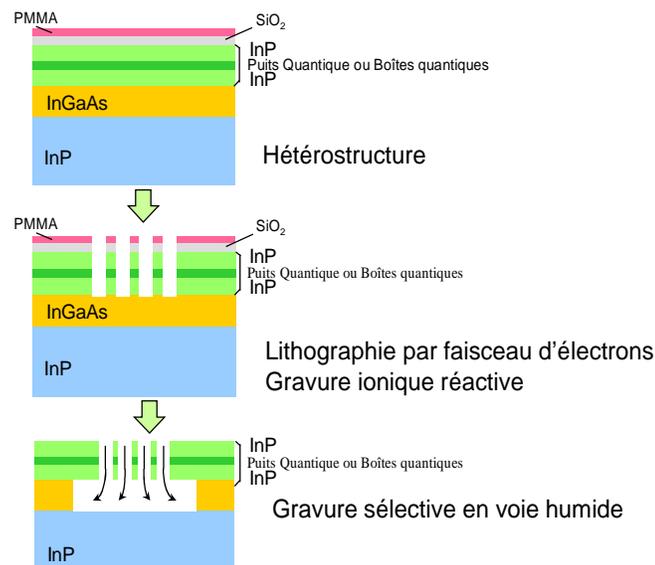


Figure 2 : Etapes technologiques d'élaboration des microdispositifs à base de cristaux photoniques sur membrane suspendue

3.a Epitaxie de l'hétérostructure

La croissance des couches successives de l'hétérostructure a été effectuée par épitaxie par jet moléculaire à partir d'un substrat d'InP monocristallin. Nous obtenons ainsi la succession de couches suivantes:

- Une couche "sacrificielle" d'InGaAs (en accord de maille sur le substrat d'InP), d'épaisseur $(2p+1) \lambda / 4$ (avec λ , longueur d'onde de travail).
- Une couche d'InP, d'épaisseur 250 nm, incluant les sources actives, sources de lumière. Ces éléments actifs, type puit quantique (InAsP) ou boîtes quantiques, sont configurés de manière à pouvoir émettre des photons dans la gamme de longueur d'onde de travail visée.

A noter également que la composition intervenant dans la couche membrane a été ajustée pour assurer une légère contrainte en tension, afin d'éliminer d'éventuels problèmes de flambement de la membrane lors de l'élimination de la couche sacrificielle (cf 3.c). Pour cela, la composition de l'alliage est légèrement modifiée par rapport à l'accord de maille, via un léger dopage Gallium de l'InP.

Un avantage supplémentaire de la filière InP repose sur la compatibilité de ces matériaux avec des procédés classiques de microfabrication de l'optoélectronique III-V.

3.b Gravure des motifs

La gravure des motifs CP est réalisée par l'intermédiaire de techniques classiques de gravure. Un masque est tout d'abord défini par exposition d'une résine photosensible à un faisceau d'électrons puis développé. Le transfert est ensuite assuré dans la structure multicouche, via un masque de SiO₂, par gravure sèche (RIE).

3.c Sous-gravure

La dernière étape consiste à usiner en volume par voie humide, la couche d'InGaAs sacrificielle, grâce à une solution d'HF/H₂O₂/H₂O très sélective vis-à-vis de l'InP. Il est à noter que cette solution est moins sélective vis-à-vis de l'InAsP, et son utilisation dans un système multicouche avec émetteurs type puits d'InAsP, peut donc conduire à sous-graver légèrement la zone active sur des petites distances autour des zones trouées. Dans ces régions, durant l'étape de sous-gravure, les couches barrières d'InP seront donc attirées l'une vers l'autre par capillarité jusqu'à être définitivement collées. Au final, cela se traduira par des régions dont la zone active aura été complètement éliminée (régions proches des trous, c'est à dire réseau CP, guide de très faible largeur...) côtoyant des régions où la génération de lumière sera toujours réalisable. Ce cas de figure sera pleinement exploité et illustré lors de l'étude du couplage guide-cavité.

I.3 Description des montages expérimentaux

Les deux montages utilisés reposent sur la génération, collection, et analyse du signal photoluminescent, dans une gamme plus ou moins large centrée à $1.5\mu\text{m}$, émis par les structures de la filière InP, et décrites ci-avant.

I.3.1 Photoluminescence diffractée

1.a Le banc de caractérisation

Nous présentons un schéma de principe du banc de caractérisation (figure 3). Il comporte une colonne optique de microscope, qui permet l'observation et la focalisation du laser de pompe. La réception du signal se fait suivant le même axe optique via un jeu de lentilles et de miroirs semi-transparents. Ce signal est ensuite dirigé vers un monochromateur, après avoir subi un filtrage pour supprimer la contribution de la lumière du laser réfléchi sur l'échantillon. La lumière, ainsi triée en longueur d'onde, est finalement détectée grâce à un photodétecteur.

1.b Utilisation en PL diffractée

La source d'excitation de la photoluminescence est une diode laser AlGaAs émettant à 780 nm. Le faisceau est focalisé sur l'échantillon par un objectif de microscope de manière à exciter une surface circulaire de quelques μm de diamètre environ (figure 3). Une partie de cette photoluminescence se propage dans notre couche guidante et interagit avec le cristal photonique, subissant des pertes dans la troisième direction. Ces pertes sont récoltées par le même objectif de microscope, dont l'ouverture numérique détermine l'angle solide d'acceptance, et sont dirigées vers le monochromateur. Celui-ci comporte une fente d'entrée et de sortie, destinées à régler la résolution spectrale de la mesure. L'image du signal collecté est formée sur la fente d'entrée. Les pertes réellement analysées proviennent donc d'une surface sur l'échantillon correspondant à l'image conjuguée de la fente d'entrée. Les dimensions sont de l'ordre de $40\mu\text{m}/\text{mm}$ de fente, avec une surface de collecte centrée sur le spot d'excitation. Typiquement, la surface de collection varie entre 10 et $100\mu\text{m}^2$ suivant l'ouverture de fente.

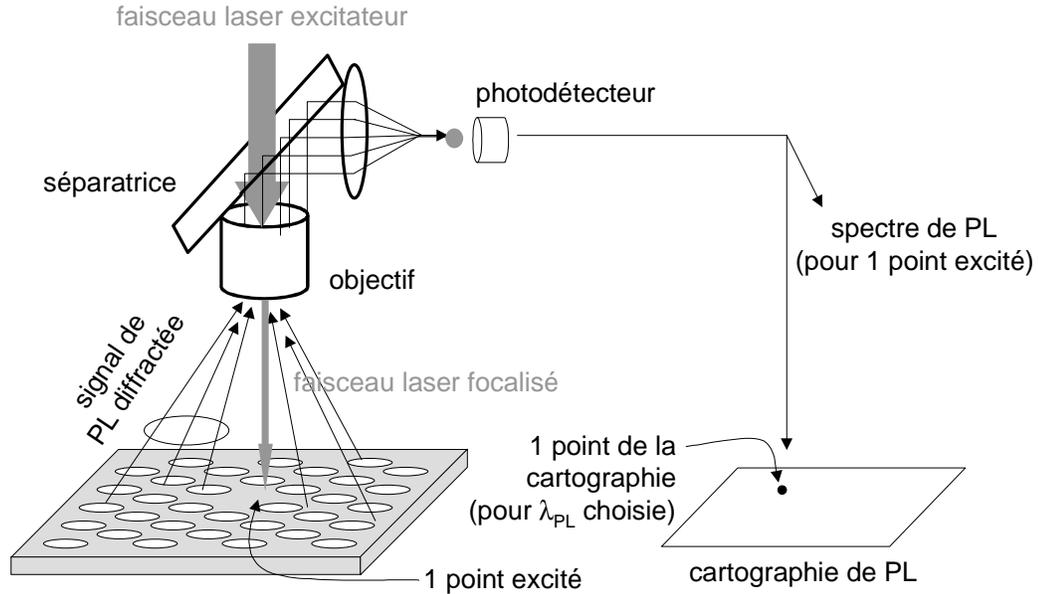


Figure 3 : Schéma de principe du banc de caractérisation en PL diffractée.

1.c Mise en forme des données

Le détecteur InGaAs, couramment utilisé dans ces mesures permet de détecter dans la plage 1-2 μ m. La détection est couplée à une électronique d'acquisition qui permet l'amplification et la numérisation des données. La largeur des fentes utilisée durant la caractérisation déterminera la résolution spectrale de notre mesure. Typiquement, la résolution associée au monochromateur est de 12nm/mm d'ouverture de fente. Il est possible d'atteindre une résolution de l'ordre du nm, au détriment toutefois du rapport signal/bruit. On peut améliorer ce rapport par l'utilisation d'une détection de type synchrone gérée par l'électronique d'acquisition. En contrepartie le temps d'acquisition est singulièrement allongé.

Ce dispositif expérimental permet également de réaliser des cartographies de PL pour une longueur d'onde donnée grâce à un système de tables motorisées, contrôlées par des moteurs pas à pas. Des cartographies d'excitation sont ainsi obtenues, où chaque point correspond à une excitation locale de l'échantillon et à une collection de PL diffractée sur une surface relativement plus importante autour du point d'excitation.

I.3.2 Photoluminescence guidée/découplée

Dans le cadre de la thèse de Yohan Désières [4] un banc de photoluminescence guidée a été développé au LPM-INSA de Lyon. Le principe de fonctionnement est semblable à celui présenté précédemment, la différence principale portant sur la méthode de collection. Celle-ci est localisée, et recourt à l'utilisation d'une structure diffractante (réseau 1D, défauts, CP2D...) pour extraire efficacement le signal guidé de la membrane vers l'air.

Le principe du dispositif est illustré à la figure 4. La couche active est pompée optiquement par l'intermédiaire d'un laser HeNe. Le signal de PL interagit avec le dispositif à sonder, puis est extrait par un réseau de découplage (ici un réseau 1D). Une partie de ce signal est collectée par l'objectif de focalisation du laser et analysée spectralement. Le système d'analyse spectrale se différencie du précédent par l'utilisation d'un monochromateur de meilleure résolution et d'un détecteur multicanal à barrette InGaAs, l'ensemble permettant d'atteindre des résolutions spectrales d'environ 0.3nm.

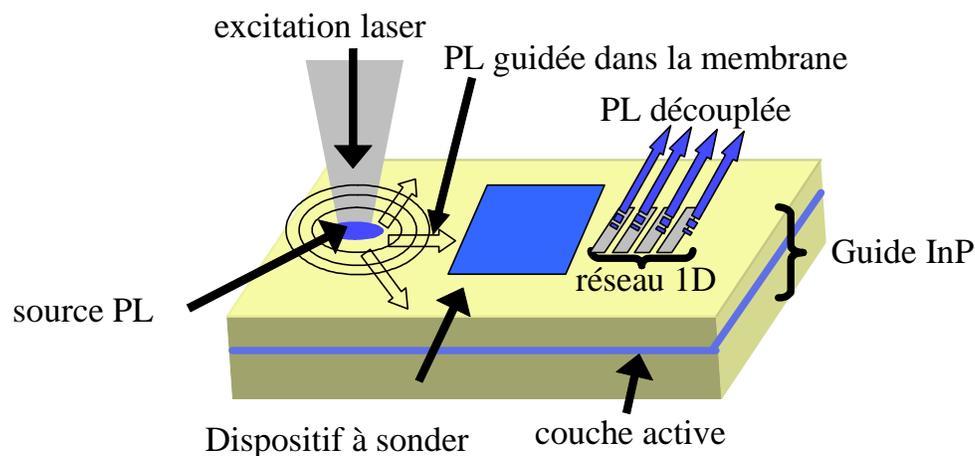


Figure 4 : Schéma de principe de la caractérisation par PL guidée.

Le filtrage spatial, indispensable pour pouvoir analyser sélectivement le signal découplé par le réseau des autres signaux collectés par l'objectif, est assuré par ce même ensemble fente du monochromateur/barrette de détection. Les dimensions de la surface de collection sont typiquement de $2\mu\text{m} \times 3\mu\text{m}$. Avec cette technique, nous avons accès, non seulement à des mesures en transmission, mais à des analyses spectrales localisées en divers endroits de la structure autorisant une étude des pertes dans la troisième direction. Un système d'imagerie

infra rouge permet également de visualiser la surface de l'échantillon ainsi que la photoluminescence découplée par le réseau, ce qui facilite le positionnement du filtre spatial.

Le réseau est gravé sur toute l'épaisseur de la membrane. Il a été conçu au LPM de manière à limiter le coefficient de réflexion autour de 20% et extraire sur quelques périodes seulement 80% du signal guidé [4, 6].

Cette technique présente un double avantage: premièrement elle autorise un positionnement précis de la surface de collection. Deuxièmement elle permet d'attribuer la totalité du signal découplé à la seule contribution de la PL guidée.

CH2.II Outils numériques

Deux types d'outils sont couramment employés pour modéliser des cristaux photoniques en géométrie de guide d'onde.

La première repose généralement sur une méthode supercellule type onde plane. Cette méthode donne accès aux modes propres d'une structure "infinie", mais n'est pas adaptée pour évaluer la réponse optique à une excitation d'une structure finie. Un autre outil de modélisation est susceptible de fournir ce genre d'informations: la FDTD pour Finite Difference Time Domain.

La méthode FDTD, fondée sur la résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel, ne nécessite aucune hypothèse de départ sur la forme possible des solutions ou des ondes se propageant dans la structure, ce qui la rend indépendante de la géométrie du système à modéliser. Un autre avantage réside dans sa faculté à couvrir un large spectre de fréquences avec une seule simulation en ayant recours à la transformée de Fourier.

L'inconvénient majeur de cette méthode, qui tend cependant à s'estomper avec les évolutions des capacités informatiques, est qu'elle exige des ressources de calculs importantes. Nous nous sommes donc limités à une utilisation purement bidimensionnelle de cette méthode, la troisième direction étant prise en compte par l'approche indice effectif, objet de la section 2.II.1.

Dans cette partie, nous résumerons brièvement les principes de base de la méthode onde plane, à l'occasion de laquelle nous introduirons la notion d'indice effectif. Nous décrirons ensuite les fondements de la FDTD, et les traitements spéciaux appliqués à l'algorithme qui nous permettront de réaliser de véritables "expériences numériques" sur des structures CP2D [7].

II.1 Méthode ondes planes

La plupart des résultats expérimentaux qui seront exposés dans ce manuscrit seront confrontés à des calculs ondes planes, réalisés au GES par l'intermédiaire du logiciel libre MPB (MIT Photonic Bands [8]) développé au MIT par Steven G Johnson [9]. Le lecteur est également invité à se référer à la thèse de Marine Levassor D'Yerville[10] pour plus de précisions sur la méthode. Cette méthode, de type fréquentiel, et compte tenu de la périodicité de $\epsilon(\mathbf{r})$, consiste à développer $\epsilon(\mathbf{r})$ et le champ électromagnétique sur une base finie de N ondes planes (décomposition en série de fourier).

$$\eta(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^N \eta(\mathbf{G}_m) \exp(i\mathbf{G}_m \cdot \mathbf{r}) \text{ avec } h(\frac{\mathbf{r}}{r}) = e(\frac{\mathbf{r}}{r})^{-1} \quad (1.8)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^N \mathbf{h}(\mathbf{G}_m) \exp(i(\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) \cdot \mathbf{r}) \quad (1.9)$$

où les \mathbf{G}_m sont les vecteurs du réseau réciproque définis par

$$\mathbf{G}_m \cdot \mathbf{R}_n = 2p\pi \quad (1.10)$$

et \mathbf{k} les vecteurs d'onde couvrant la 1ere zone de Brillouin, tous deux étant contenus dans le plan de périodicité.

Avec (1.8) et (1.9), (1.4) devient

$$\sum_{m=1}^N (\mathbf{k} + \mathbf{G}_m) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}_n) \eta(\mathbf{G}_m - \mathbf{G}_n) \mathbf{h}_m = \frac{W^2}{c^2} \mathbf{h}_n \quad (1.11)$$

Ainsi, pour une structure bidimensionnelle donnée, on obtient un système linéaire de dimension $N \times N$. En réalité, l'algorithme de calcul proposé par l'équipe du MIT, est basé (1) sur une méthode variationnelle qui permet d'éviter le calcul explicite et le stockage de la matrice Θ et (2) sur une amélioration de la représentation de la fonction diélectrique, qui résultent en un progrès notable en terme de coût/performance de la méthode onde plane.

En toute rigueur, le calcul de la structure de bandes d'un CP2D en géométrie de guide d'onde nécessite un calcul ondes planes 3D [11]. Dans ce cas, une approche de type supercellule, qui consiste ici à introduire une périodicité verticale de guide d'onde (avec un écart suffisant entre chaque guide pour éviter tout couplage parasite), est par conséquent appliquée au système. Une méthode nettement moins gourmande en ressources permet également de prendre en compte la troisième direction, l'approximation 2D-indice effectif.

Approximation 2D-indice effectif

La technique de l'approximation 2D-indice effectif permet, au prix d'une définition moins fidèle de la géométrie, de simplifier de manière significative la résolution numérique d'un problème puisqu'elle ramène le calcul d'une structure 3D au calcul d'une simple structure bidimensionnelle. La comparaison de cette approximation avec l'approche purement 3D est dans notre cas destinée à valider l'approche indice effectif qui sera adoptée dans nos modélisations FDTD, étant entendu que les calculs de structure de bandes réalisés par FDTD ou ondes planes donnent des résultats tout à fait similaires.

Nous allons illustrer cette méthode en suivant les différentes étapes de calcul de la structure de bandes 2D du CP2D sur membrane définie ci-avant.

Dans le plan de symétrie de cette membrane, le profil des modes est similaire à celui que l'on aurait dans le CP 2D infini. Cependant, l'épaisseur finie influe, comme on l'a vu, sur la répartition verticale des modes. Le vecteur d'onde dans le plan se ramène à celui d'une onde plane se propageant dans un milieu uniforme d'indice effectif n_{eff} plus faible que dans le milieu infini (Figure 5).

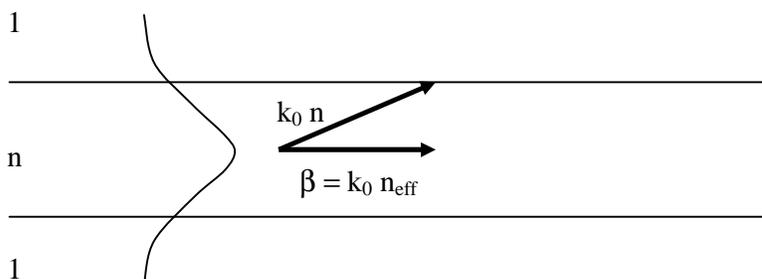


Figure 5 : *Approximation de l'indice effectif.*

Notre guide d'onde d'épaisseur $\lambda/2n$, monomode aux longueurs d'onde de travail $\sim 1.5 \mu\text{m}$ (nous précisons à nouveau que nous ne considérons que les modes pairs, cf 1.II.1) est le support d'un champ EM dont la distribution verticale est à rapprocher de celle du mode fondamental TE du guide plan. L'indice de réfraction de l'InP massif à cette longueur d'onde peut donc être remplacé par celui de l'indice effectif du mode fondamental TE du guide d'onde plan. Cette valeur a été évaluée à 2.6. Finalement, le calcul onde plane 2D de la structure de bandes du CP creusé dans ce guide d'onde plan, avec cette nouvelle valeur, produit le résultat de la figure 6.

Seuls les modes TE (modes pairs) sont représentés sur ce diagramme. Si nous le comparons avec celui du calcul 3D (ch1.II.1), nous constatons que ces deux approches conduisent à des

résultats très similaires. Néanmoins, on observe un écart relatif spectral de quelques pour cent qui s'explique par la non prise en compte de la très forte dispersion modale du guide plan (d'autant plus forte que le confinement vertical est maximum avec la configuration membrane), avec une sensibilité plus importante des modes de haute fréquence. Ces derniers sont en effet caractérisés par une plus faible localisation de l'énergie dans le diélectrique, et sont donc naturellement nettement moins bien prises en compte par l'approche indice effectif.



Figure 6 : Diagramme de bandes du cristal photonique triangulaire de trous d'air sur membrane suspendue par la méthode de l'indice effectif (calcul 2D) pour un facteur de remplissage de 50%, dans un matériau semiconducteur $n=3,2$ ($n_{eff}=2,6$). Source GES [10]

Nous venons de montrer que les structures CP2D en géométrie de guide d'onde nécessitent en toute rigueur un traitement 3D. Cependant l'étude de structures complexes, impliquant des cavités fortement résonantes et/ou de grandes dimensions, peut avantageusement s'accomplir avec une méthode 2D-indice effectif. Cette dernière est nettement moins gourmande en capacité de calcul et de stockage et permet ainsi d'appréhender de nombreux phénomènes de manière tout à fait convenable, à condition de garder en mémoire les limites de cette approche. C'est cette approche qui sera appliquée dans nos modélisations FDTD [12].

II.2 Modélisation FDTD

La FDTD (Finite Difference Time Domain) est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel; elle utilise l'outil numérique des différences finies.

II.2.1 Principes de base

Pour des matériaux non dispersifs, non conducteurs, non magnétiques et supposés homogènes les équations de Maxwell projetées sur un repère cartésien s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (1a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (1b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (1c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{e} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \end{array} \right. \quad (1d)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{e} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \end{array} \right. \quad (1e)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{e} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \end{array} \right. \quad (1f)$$

Dans le cas bidimensionnel où chaque composante est invariante suivant z , ces 6 équations couplées se réduisent à deux systèmes d'équations découplées.

Le premier système se réfère au mode TM, défini comme suit :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{m} \left(- \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (2a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (2b)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{e} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (2c)$$

Le deuxième système, le mode TE, se définit par :

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (3a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{e} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \quad (3b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{e} \left(-\frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (3c)$$

Nous pouvons traiter de manière indépendante la propagation de ces deux types de champ électromagnétiques. Pour l'étude de dispositifs à CP, nous serons amenés à utiliser cet outil pour le seul mode TE. Pour obtenir des compléments d'information sur la méthode, on se reportera à la référence suivante [13].

Numérisation

La résolution numérique des équations de Maxwell s'appuie sur une discrétisation spatiale et temporelle aux différences finies. Après avoir échantillonné le plan de travail (maillage $\Delta x = \Delta y = \Delta$) et le temps (Δt), nous approchons les dérivées premières spatiales et temporelles des différentes composantes par leur développement de Taylor avec une erreur du deuxième ordre.

Cela permet de remplacer les dérivées partielles par les différences finies. Une implémentation courante et efficace repose sur le maillage de Yee [14].

Contraintes sur le choix des paramètres d'échantillonnage.

Le maillage de la surface de travail entraîne une incertitude sur les motifs géométriques simulés, qui se traduira par une dispersion purement numérique. Il est donc primordial de minimiser cette incertitude. Le saucissonnage de la structure devra révéler des longueurs caractéristiques suffisamment petites devant les longueurs d'ondes de travail. Concrètement, pour simuler nos structures, nous prendrons un maillage $\Delta \leq 50\text{nm}$ ($\lambda/10.n$).

II.2.2 Conditions aux limites

Pour des raisons évidentes de volume de calcul et par conséquent de temps et de quantité de mémoire utilisés, nous sommes contraints de limiter le volume de simulation. Pour reproduire "l'illusion" d'un domaine ouvert, les conditions aux limites généralement utilisées sont les conditions absorbantes (Absorbing Boundary Conditions). Parmi les techniques ABC les plus fréquemment employées, on peut citer les PMLs de Bérenger [15], leur formulation anisotrope de Gedney [16], ou encore les conditions de MUR [17] (basés sur les équations d'Engquist-Majda [18]). Ce sont ces dernières qui ont été utilisées dans l'ensemble des campagnes FDTD réalisées dans le cadre de cette thèse.

Les performances des conditions de MUR sont de l'ordre du pour cent de réflexion en amplitude pour des ondes arrivant à incidence normale sur les interfaces, ce qui est largement suffisant pour les dispositifs qui sont simulés dans le cadre de ce travail.

II.2.3 Conditions d'injections et de détections

L'ensemble des relations qui viennent d'être établies nous permet à priori de calculer n'importe quel champ électrique ou magnétique, en tout point de l'espace de travail et à l'instant désiré. Il nous reste à définir les conditions d'injections. Le noyau FDTD disponible au laboratoire est pourvu de deux méthodes d'injections, et de deux méthodes de détections complémentaires. Ces deux méthodes sont destinées à réaliser au choix des expériences numériques d'optiques guidées ou des mesures de résonances.

Approche guidée

Cette approche fait appel à la formulation champ total/champ réfléchi. Elle est fondée sur la linéarité des équations de Maxwell. On peut décomposer le champ E.M total en:

$$\begin{aligned} E_{tot} &= E_{inc} + E_{ref} \\ H_{tot} &= H_{inc} + H_{ref} \end{aligned}$$

où E_{inc} et H_{inc} représentent les champs incidents supposés connus en tout point de la surface de travail. E_{ref} et H_{ref} sont les valeurs des champs réfléchis.

Pour illustrer notre propos, prenons l'exemple de la structure de la figure 7. Il s'agit d'un guide d'onde plan d'insertion communiquant avec un dispositif quelconque, qui est lui-même relié à un guide d'onde plan de sortie.

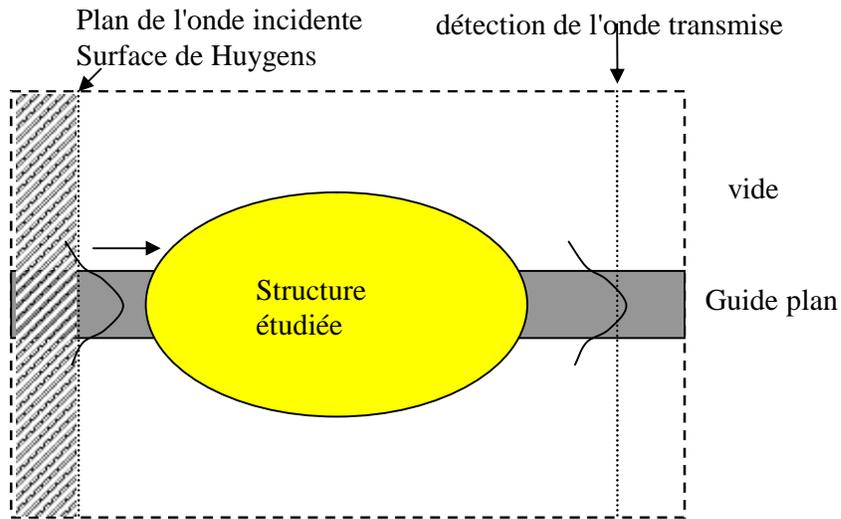


Figure 7 : Plan de travail utilisé par la simulation FDTD.

Le guide est inclus dans une surface de travail (cadre en tirets) à l'intérieur de laquelle l'échantillonnage des différentes composantes des champs est réalisé. Nous séparons alors notre surface de travail en deux régions distinctes. La première correspond à la région où les champs totaux sont présents, la seconde (région hachurée) comprend uniquement les champs réfléchis par la structure. L'interface entre les deux régions est communément appelé surface de Huygens. La source est ainsi transparente vis-à-vis des ondes réfléchies.

L'autre point important de l'approche "guidée" réside dans l'insertion de la lumière qui s'effectue, comme son nom l'indique, par l'intermédiaire des modes propres d'un guide d'onde planaire. La procédure est la suivante:

L'utilisateur choisit le guide d'onde (réel ou fictif), support de la lumière injectée, et le programme calcule la constante de propagation et le profil des modes du guide. Les champs E et H incidents seront définis par ces modes propres.

La réponse de notre système à une excitation donnée sera enregistrée grâce encore une fois à l'utilisation d'un guide d'onde. La détection se fait par l'intermédiaire d'un "filtre" correspondant au profil du mode guidé injecté. Les profils des champs, associés au signal transmis (réfléchi) après interaction avec le dispositif étudié, sont projetés sur les profils des modes propres du guide. Le calcul du recouvrement, soumis à une transformée de Fourier (TF), nous fournira les coefficients de transmission (réflexion).

Approche source ponctuelle.

Cette approche consiste simplement à réaliser une excitation et une détection ponctuelles. Elle simule une source de type dipôle particulièrement adaptée à une étude des fréquences de résonance d'une cavité quelconque (extraction des fréquences propres).

Pour les deux approches, la dépendance temporelle est à fixer par l'utilisateur, et peut prendre l'aspect d'un pulse Gaussien, permettant une étude en fréquence, ou d'une onde à fréquence fixe, pour visualiser par exemple l'évolution temporelle des cartes de champs d'un mode donné.

La réponse est déterminée dans la première approche, par le calcul du recouvrement des champs projetés sur les profils des modes propres du guide. Le résultat est soumis à une TF, et nous fournit les coefficients de transmission et réflexion.

Dans la deuxième approche, un enregistrement temporel d'une composante du champ est alors effectué et soumis à une TF, dont les résonances donnent les fréquences propres du système, et qui résulte en un spectre de fréquence.

II.2.4 Conclusion sur la méthode FDTD 2D

Nous disposons avec cette méthode, d'un outil extrêmement puissant et versatile, parfaitement adapté à l'étude de structures CP2D. Avec cette seule approche, nous disposons de plusieurs sources possibles qui autorisent la mise en œuvre d'une grande variété d'expériences numériques: modes guidés (réponse des composants en optiques intégrées), dipôle (modes propres d'une cavité)... Cette modélisation, basée sur la résolution directe des équations de Maxwell permet en outre d'obtenir, en tenant compte des conditions de validité de la méthode 2D, la réponse rigoureuse de la structure étudiée. Cela en fait un complément voire une alternative peu coûteuse aux caractérisations optiques des structures CP. Cette méthode sera grandement employée au chapitre 4, pour l'étude des virages et systèmes cascades, et nous permettra de percevoir aisément les mécanismes mis en jeu dans ces dispositifs.

CH2.III Conclusion sur les techniques d'études.

Nous avons présenté les techniques expérimentales adaptées à l'étude de dispositifs à base de cristaux photoniques sur membrane InP. Nous avons détaillé les deux méthodes de caractérisation utilisées dans le cadre de cette thèse. Celles-ci sont basées sur l'utilisation de la PL générée dans des matériaux actifs placés au sein de la membrane guidante.

A la différence d'études classiques mettant en œuvre des sources externes de lumière, ces méthodes permettent de s'affranchir de l'insertion par la tranche qui s'avère peu efficace. On peut de plus très facilement varier la position de la source dans une même structure d'étude.

En privilégiant l'une ou l'autre approche, nous sommes capables de réaliser des expériences d'optique guidée ou des mesures de résonances, sur une même structure.

Dans un deuxième temps, nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD 2D. Cette technique de modélisation s'avère être une alternative très économique, aux études optiques expérimentales. C'est pourquoi cette méthode sera grandement employée dans la suite de ce travail, notamment lorsque nous aborderons le chapitre dédié aux systèmes cascades.

BIBLIOGRAPHIE

1. Labilloy, D., et al., *Use of guided spontaneous emission of a semiconductor to probe the optical properties of two-dimensional photonic crystals*. Applied Physics Letters, 1997. **71**(6): p. 738-740.
2. Labilloy, D., *Cristaux photoniques bidimensionnels pour le proche infrarouge : propriétés optiques et confinement*. 1999, Ecole polytechnique. p. 186.
3. Pottier, P., *Nanostructures a base de cristaux photoniques 1D et 2D pour circuits intégrés photoniques*. 2001, Ecole centrale de Lyon.
4. Désières, Y., *Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons*. 2001, INSA Lyon.
5. Seassal, C., *Elaboration et étude de micro-dispositifs mécano-optiques en semiconducteurs III-V*. 1997, Ecole centrale Lyon.
6. Désières, Y., et al. *Probing photonic crystal waveguides using diffraction gratings*. in *MRS fall meeting*. 2000. Boston, USA.
7. M. de Ridder, R. and R. Stoffer. *Applicability of the finite-difference time-domain method to photonic crystal structures*. in *summerschool on "Nanoscale linear and non-linear optics" at the international school of quantum electronics*. 2000. Erice, Sicily (Italy).
8. Meade, R.D., et al., *Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials*. Physical Review B, 1993. **48**: p. 8434.
9. Jonhson, S.G. and J.D. Joannopoulos, *Block-iterative frequency-domain methods for maxwell's equations in a planewave basis*. Optics Express, 2001. **8**(173).
10. Le vassor d'yerville, M., *Modelisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie*, in *Matière condensée*. 2002, Université Montpellier II: Montpellier.
11. Jonhson, S.G., *Guided modes in photonic crystal slabs*. Physical Review B, 1999. **60**(8): p. 5751-5758.
12. Qiu, M., *Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals*. Applied Physics Letters, 2002. **81**(7): p. 1163-1165.
13. Taflove, A., *Advances in computational electrodynamics. The finite-difference time-domain method*. 1998: Artech House Publishers. 724.
14. YEE, K.S., *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media*. IEEE Trans. Antennas and propagation, 1966. **14**: p. 302-307.
15. Berenger, J.P., *A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves*. J.Computational Physics, 1994. **114**(2): p. 185-200.
16. Gedney, S.D., *An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices*. IEEE Trans. Antennas and propagation, 1996. **44**: p. 1630-1639.
17. Mur, G., *Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations*. IEEE Trans. Electromagnetic compatibility, 1981. **23**(4): p. 377-382.
18. Enquist, B. and A. Majda, *Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves*. Mathematics of computation, 1977. **114**(2): p. 185-200.

CH3 GUIDAGE
..... 42

| | | |
|---------|---|----|
| CH3.I | INTRODUCTION | 42 |
| CH3.II | PROPAGATION GUIDEE LE LONG D'UNE RANGEE DE TROUS SUPPRIMEE DANS UN CP 2D SUR MEMBRANE INP..... | 44 |
| II.1 | <i>Modélisation du guide W1 sur membrane</i> | 44 |
| II.1.1 | Points clés du calcul 3D ondes planes..... | 44 |
| II.1.2 | Diagramme de dispersion obtenu..... | 45 |
| 2.a | Description générale – nomenclature..... | 45 |
| 2.b | Modes guidés et mode de type réfractif | 47 |
| 2.c | Couplages entre modes et gamme spectrale monomode..... | 48 |
| II.2 | <i>Démonstration expérimentale du guidage dans W1</i> | 49 |
| II.2.1 | Premières observations par PL guidée/découplée..... | 49 |
| II.2.2 | Caractérisation par PL diffractée d'un guide fermé W1 | 51 |
| 2.a | Structure d'étude et principe de la mesure | 52 |
| 2.b | Extraction des propriétés optiques liées aux modes de cavité..... | 53 |
| 2.c | Comparaison avec le calcul 3D – Interprétation..... | 55 |
| CH3.III | OPTIMISATION DU GUIDAGE CP 2D SUR MEMBRANE | 58 |
| III.1 | <i>Evaluation expérimentale et numérique des pertes du guide W1 sur membrane</i> . | 58 |
| III.1.1 | Evaluation expérimentale | 58 |
| III.1.2 | Evaluation théorique | 60 |
| III.2 | <i>Discussion sur la réduction des pertes et amélioration des conditions de guidage</i> 62 | |
| III.3 | <i>Illustration expérimentale</i> | 64 |
| III.3.1 | Guides W1 à faible facteur de remplissage (~40%) | 64 |
| III.3.2 | Guide W1 à rangée décalée de petits trous..... | 68 |
| III.3.3 | Conclusion sur les designs optimisés..... | 72 |
| III.4 | <i>Bilan</i> | 73 |
| CH3.IV | CONCLUSION..... | 75 |

CH3.I Introduction

Le développement d'une optique intégrée à base de cristaux photoniques 2D passe par la conception et la réalisation de guides optiques performants. Ces derniers sont obtenus en insérant un défaut linéique dans le réseau périodique triangulaire 2D. La définition même du guide d'onde CP laisse augurer de l'extrême variété que peut recouvrir l'appellation « guide » dans un CP. N'importe quel défaut linéaire peut en effet prétendre à la dénomination "guide", et les paramètres sur lesquels on peut jouer, sont extrêmement variés.

L'existence de modes localisés le long de défauts linéiques réalisés au sein d'un réseau périodique 2D a été prédite dès 1994 [1]. Entre ces travaux initiateurs et nos premières réflexions sur la question, des études, essentiellement théoriques, ont traité du concept de guidage CP en soulignant déjà la grande variété que pouvaient revêtir ces défauts pour supporter des modes guidés [2, 3], et leur éventuelle utilisation pour la réalisation de virages abrupts [4, 5]. Nous reviendrons plus en détails sur ce dernier point au prochain chapitre. Dans le même temps, les très rares résultats expérimentaux obtenus dans le domaine optique restaient très qualitatifs [6]. Les relatives difficultés de mise en oeuvre des techniques de caractérisation de guides à CP opérant dans le domaine optique, liées aux méthodes de couplage de la lumière peu efficaces (à partir de fibres optiques ou d'objectifs de microscope) vers des guides de dimensions micrométriques, ont effectivement retardé les confirmations expérimentales espérées. Les techniques expérimentales présentées au chapitre précédent, qui se sont révélées être particulièrement bien adaptées à l'étude de microcavités, s'affranchissent quant à elle de cet inconvénient. Cela nous a permis de porter notre dévolu sur le guide W1 (Figure 1)- une rangée de trous omise dans la direction des premiers voisins d'un réseau triangulaire - qui allie avantageusement dimension réduite (caractère monomode favorisé), et simplicité de fabrication. Nous avons ainsi pu démontrer expérimentalement, dès le début de l'année 2000 [7], et ce sans ambiguïté, l'existence de modes localisés associés au guide W1 sur membrane InP. On peut situer à cette époque l'avalanche de résultats aussi bien théoriques [8-19] qu'expérimentaux [20-34] qui ont alimenté les avancées considérables sur le plan

conceptuel et qui nous permettent à l'heure actuelle de disposer d'une vision particulièrement riche et approfondie du guidage dans les CP 2D.

Ce chapitre sera ainsi consacré dans un premier temps à l'étude détaillée, numérique et expérimentale, des propriétés modales du guide W1 sur membrane suspendue (Figure 1). Nous aborderons, dans une deuxième partie, l'étude des mécanismes engendrant les pertes dans un tel guide qui nous permettra d'établir les critères de conception en vue d'optimiser le comportement des guides CP pour des applications en optique intégrée.

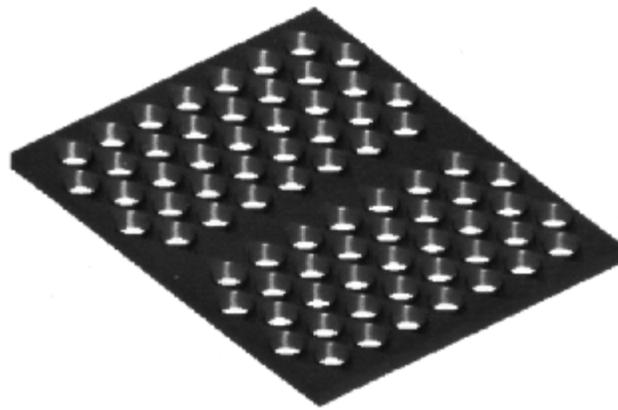


Figure 1 : *Guide W1 dans un réseau triangulaire de trous d'air sur membrane suspendue.*

CH3.II Propagation guidée le long d'une rangée de trous supprimée dans un CP 2D sur membrane InP

II.1 Modélisation du guide W1 sur membrane

II.1.1 Points clés du calcul 3D ondes planes

Les courbes de dispersion 3D des modes du guide W1 sont obtenues par la méthode des ondes planes 3D. Les calculs ont été réalisés par M Le Vassor d'Yerville [35] du Groupe d'Etude des semi-conducteurs de l'Université Montpellier II. Je vais en rappeler les points clés.

Définition de la structure d'étude

L'introduction du défaut linéique, une rangée de trous omise suivant la direction des premiers voisins pour le guide W1, rompt la périodicité et induit une direction privilégiée, celle du guide. Or, la méthode des ondes planes employée exige une périodicité suivant les 3 directions de l'espace. Pour retrouver cette périodicité, l'astuce consiste dans un premier temps à définir une supercellule (cf ch2) obéissant à la symétrie du système - symétrique par réflexion par rapport aux plans σ_z et σ_y - qui définira le motif de base répété dans les 3 directions (Figure 2). La répétition de cette supercellule conduit à un réseau de guides parallèles. Cette méthode nous oblige donc à faire un choix approprié des dimensions utilisées pour la définition de la supercellule afin d'éliminer toute interaction parasite, sans aucune réalité expérimentale, entre modes se propageant dans des guides voisins. Dans notre cas, Marine Le Vassor d'Yerville a montré que 7 rangées de trous sont suffisantes pour satisfaire cette contrainte.

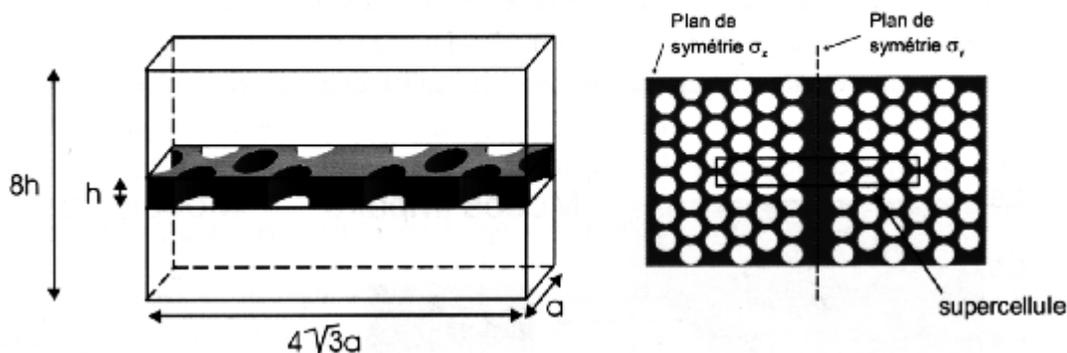


Figure 2 : Supercellule utilisée pour modéliser le guide droit W1. Source GES [35].

Définition de l'espace réciproque associé

Le système étant symétrique par translation le long de la ligne de défaut, la structure d'étude se réduit à une structure répétée périodiquement (période a) suivant la direction des premiers voisins. Le réseau réciproque associé est par conséquent lui aussi unidimensionnel de période π/a suivant la direction ΓK de la structure parfaite. L'onde se propageant dans le guide sera donc diffractée sur une série d'ordres de constantes de propagation dont la projection sur l'axe du guide vérifie :

$$k_x = k_{0x} \pm 2m\pi/a$$

La représentation du diagramme de dispersion se réduira à l'intervalle $0 < k_x < \pi/a$ avec k_x valeur du vecteur d'onde de Bloch projeté sur l'axe du guide. Une telle représentation est suffisante pour obtenir une description satisfaisante des propriétés de dispersion du guide.

II.1.2 Diagramme de dispersion obtenu

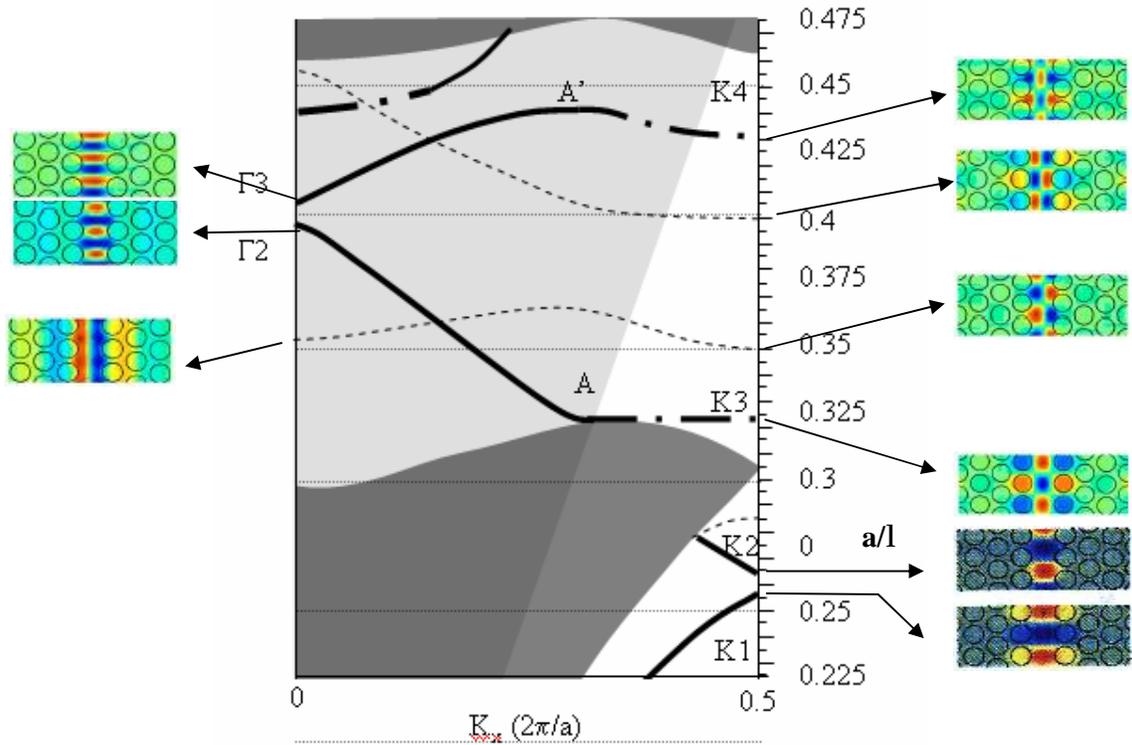
2.a Description générale – nomenclature

Le diagramme de dispersion lié au guide W1 réalisé dans un réseau CP triangulaire de facteur remplissage 50% est représenté figure 3. A noter que les courbes de dispersion 3D présentées dans ce manuscrit sont des diagrammes « nettoyés », autrement dit des diagrammes où n'apparaissent que les modes guidés et "résonnants" (modes potentiellement à pertes situés au-dessus de la ligne de lumière et cependant fortement confinés dans la membrane-cf sections 1.II.1 à 3) des structures étudiées selon une méthode explicitée dans [35].

Sous la ligne de lumière, définie par la relation de dispersion $\omega = ck_x$ du photon dans l'air, les courbes de dispersion se rapportent à des modes guidés théoriquement sans pertes. Au-dessus de la ligne de lumière les modes guidés sont soumis à des pertes radiatives verticales (cf 1.II.1.3), dont l'évaluation est l'un des points cruciaux de cette étude, évaluation qui fera l'objet de la partie 3.III.

Nous reportons également les cartographies liées à la distribution spatiale du champ H_z . Les modes sont discriminés en fonction de la parité du champ H_z vis-à-vis du plan de symétrie σ_y . Un mode dont la carte de champ est symétrique par rapport à l'axe du guide ($/ \sigma_y$), est représenté en gras noir sur la figure 3 (branches K1, K2, K3A Γ 2 et Γ 3A'K4), et un mode dont la carte de champ est anti-symétrique est représenté en tirets fins. Ces considérations de

symétrie sont primordiales dans la compréhension des mécanismes mis en jeu dans un guide BIP, puisqu'elles régenteront les couplages éventuels entre les différents modes (cf 2.c). Par analogie avec la nomenclature employée en optique guidée, ces champs seront indicés par leur nombre de plans nodaux le long de l'axe perpendiculaire au guide. Ainsi, les branches K1, K2, A Γ 2 et Γ 3A' sont supports de modes "H₀₀". H₀₀ désigne un mode dont la carte de champ ne possède aucun nœud dans le plan perpendiculaire au guide. H₀₁ désigne un mode présentant un plan nodal dans l'axe du guide (donc anti-symétrique par rapport à l'axe du guide); H₀₂, on l'aura compris, désigne un mode présentant 2 plans nodaux le long de l'axe du guide (branches AK3 et A'K4 en tiret point gras).



- Bandes permises du cristal photonique
- Cône de lumière
- Mode antisymétrique par rapport à l'axe du guide
- H₀₀ : Mode symétrique par rapport à l'axe du guide
- H₀₂ : Mode symétrique par rapport à l'axe du guide

Figure 3 : Structure de bandes (calcul ondes planes 3D) du guide W1 sur membrane suspendue. Les cartographies donnent la répartition de la composante verticale H_z du champ magnétique au bord et au centre de la zone de Brillouin. Facteur de remplissage 50%, $\epsilon(\text{membrane})=10.24$, épaisseur de la membrane=0.44. Calcul GES [35].

2.b Modes guidés et mode de type réfractif

Nous allons décrire en détail la structure de bandes du guide W1 et les mécanismes de guidage et couplage (cf 2.c) ayant lieu dans un tel guide.

Une première remarque s'impose : les modes théoriquement guidés (ceux situés sous la ligne de lumière) dans la bande interdite, sont caractérisés par des branches relativement plates, traduisant des vitesses de groupe faibles. Nous reviendrons sur ce point dans 3.III.2 et sur les améliorations possibles des conditions de guidage, mais nous présumons sans difficulté que ces modes ne favoriseront pas des processus de guidage efficace et de toutes façons présenteront une totale désadaptation à un éventuel couplage à partir de guides conventionnels, support de modes à vitesses de groupes élevées.

Les courbes de dispersion relatives aux modes guidés situés sous la bande de valence, ne sont pas quant à elles sans nous rappeler celles traduisant un mécanisme de guidage de la lumière par contraste d'indice dans un guide ruban classique. La lumière est guidée dans le canal de haut indice, la rangée de trous supprimée, par réflexion totale interne sur les couches de bas indices -indice moyen de la membrane trouée-. La terminologie adoptée est donc particulièrement bien adaptée à la situation présente étant entendu que les 2 branches de plus basse énergie correspondent effectivement, comme le confirme les cartographies (Figure 3), au mode fondamental de type H_{00} d'un guide ruban, subissant le repliement de sa courbe de dispersion en bord de zone de Brillouin (ZDB). Ce repliement qui traduit la modulation périodique de l'indice suivant l'axe du guide se manifeste également par la légère ouverture de bande entre les 2 branches K1, K2, en bord de ZDB, plus communément appelé mini-stopband dans la littérature. Autrement dit, le mode fondamental, bien que présentant un caractère « réfractif » [8, 26, 27] n'en reste pas moins sensible à la périodicité. La courbe de dispersion relative au mode fondamental H_{00} se prolonge dans la bande interdite. Même si la courbe de dispersion est située au-dessus de la ligne de lumière, la vitesse de groupe élevée de ce mode, de l'ordre de $c/5$ déterminée par la pente associée à cette courbe de dispersion, suggère que le guidage conserve son caractère réfractif. Ceci est confirmé par la cartographie au centre de la ZDB de ce mode, à la fréquence réduite 0.4 (Figure 3). Ce mode présente une variation de phase de 2π sur une période de propagation, et est donc défini par une constante de propagation principale de $2\pi/a$. Comme nous l'avons précisé en début de chapitre, le mode

guidé est diffracté sur une série de composantes de constantes de propagation : $k_x = k_{0x} \pm 2m\pi/a$. Les deux contributions pour le mode au centre de la ZDB sont respectivement définies par les constantes de propagation $k_x=0$ et $k_x= 2\pi/a$. La contribution majoritaire $k_x= 2\pi/a$ correspond à la contribution d'ordre 0 de diffraction, qui n'est autre que la contribution du mode guidé par réflexion totale interne. Nous aurons l'occasion de revenir sur cet aspect dans la section 3.III.1 qui concernera les pertes des modes guidés à fuite. A cette fréquence réduite, intervient à nouveau le même phénomène décrit ci-avant pour le mode fondamental en bord de ZDB (repliement du mode fondamental et ouverture de bande).

2.c *Couplages entre modes et gamme spectrale monomode*

Avant de s'aventurer en territoire interdit, revenons sur les considérations de symétrie, considérations que nous avons qualifiées de primordiales. En effet, ces considérations vont dicter la politique matrimoniale de ces modes, c'est-à-dire plus sérieusement l'existence ou non de couplage entre eux.

Deux modes de symétries différentes (dans le cas d'une structure parfaite) ne vont donner lieu à aucun couplage et les courbes de dispersion associées pourront se croiser. C'est ce que l'on constate à la fréquence réduite $0.36 c/a$ au niveau de l'intersection de la branche $K3\Gamma2$ avec la première branche antisymétrique.

A contrario, deux modes de symétrie identiques peuvent se coupler et un croisement de leurs branches respectives se traduira par une levée de dégénérescence dans le diagramme de dispersion. Ces zones de couplage, dont nous avons pu constater l'existence aux extrémités de la ZDB, apparaissent également à l'intérieur de celle-ci et seront désignés sous l'appellation anti-croisement [36]. On pressent sans difficulté que les particularités de la structure de bande seront en grande partie conditionnées par le positionnement dans le diagramme de bande de ces anticroisements. Notamment, la branche apparemment continue $K3\Gamma2$ est en réalité issue du couplage, dans la partie inférieure de la BIP (voire dans la bande de valence), aux alentours de $k_x=0.3 \times 2\pi/a$, du mode fondamental H_{00} avec le mode symétrique d'ordre immédiatement supérieur H_{02} (cf cartographie en $k_x=0.5$ à la fréquence 0.325). La branche inférieure issue du couplage est quant à elle noyée dans les bandes permises du cristal.

L'anticroisement relatif aux modes anti-symétriques donne la mesure des potentialités offertes par les guides CP. Il explique en partie pourquoi le guide W1, outre sa facilité de réalisation et d'analyse (comme nous pourrons le constater), est devenu un système de référence, base de

nombreuses études concernant le guidage, voire même un système générique pour toute une famille de guide basée sur une rangée de défaut et susceptible de répondre à différentes spécifications (partie 3.III). En effet cet anti-croisement génère l'ouverture d'une large bande interdite s'étendant entre les fréquences 0.365 et 0.4, qui libère ainsi une large région monomode pour le seul mode fondamental « réfractif ». On devine immédiatement l'intérêt d'un tel mode dans une configuration de type optique intégrée, même si son caractère potentiellement à fuite peut tempérer notre enthousiasme. Les pertes étant l'un des facteurs limitant pour la réalisation de circuits, leur évaluation est primordiale et sera effectuée dans la partie 3.III.

II.2 Démonstration expérimentale du guidage dans W1

Les guides W1 présentés ici sont fabriqués sur une membrane suspendue d'InP à l'aide des technologies présentées dans le chapitre 2. Ils sont dotés d'une zone active insérée à mi-membrane, et le signal optique est directement généré par photoluminescence (PL). Ce signal, guidé dans la membrane, peut naturellement sonder le guide d'onde.

II.2.1 Premières observations par PL guidée/découplée

Pour cette étude, nous avons eu recours au dispositif de PL guidée décrit chapitre 2, mis au point au LPM de l'INSA de Lyon par Yohan Désières, qui utilise un réseau 1D d'extraction de la lumière. Le signal de PL est généré près de l'entrée du guide.

L'image infra-rouge (Figure 4) met directement en évidence le phénomène de guidage. La tache intense à l'entrée du guide correspond au signal de PL rayonné directement à partir de la zone de pompage. Un faible signal est observé le long du défaut linéaire traduisant les pertes du guide W1 dans l'espace libre. Quelques microns après la sortie du guide, nous discernons le signal issu de la lumière transmise à travers le guide W1, et finalement découplé par le réseau.

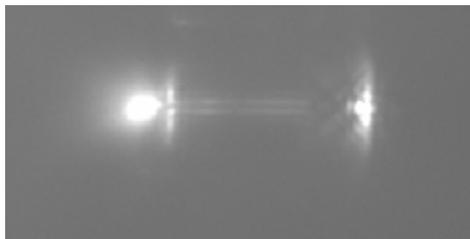


Figure 4 : Image Infra Rouge du signal émis verticalement par la membrane. On distingue la zone de pompage (gauche), le signal en provenance du guide (centre) et issu du réseau de découplage (droite). Source LPM [37].

L'analyse spectrale du signal découplé par le réseau est représentée figure 5 et comparée au diagramme de dispersion associé à ce guide[37].

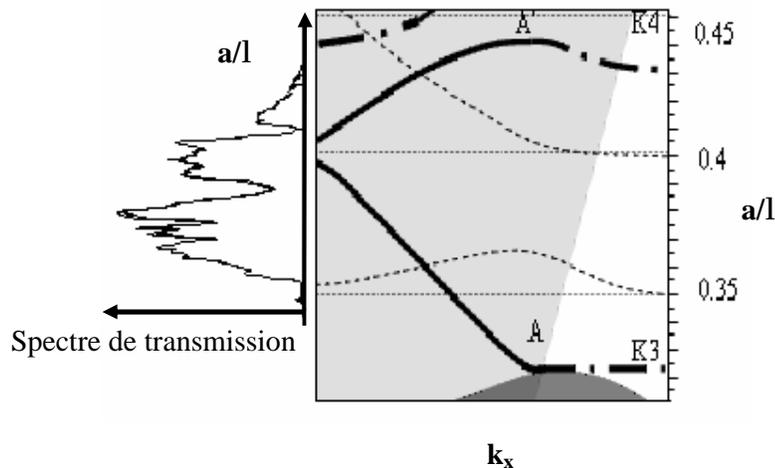


Figure 5 : Correspondance entre la transmission observée expérimentalement par PL guidée et la structure de bandes d'un guide W1 de 80 périodes de long (calcul ondes planes 3D, $a=0,56\mu\text{m}$ et $f=50\%$). Source LPM [37].

Que constatons-nous ?

- une transmission significative sur une très large gamme ($1300\text{nm} < \lambda < 1600\text{nm} \approx 0.35 < a/\lambda < 0.43$), qui peut être attribuée au mode fondamental à fuites.
- Un premier creux de transmission de largeur de l'ordre de 10nm vers $a/\lambda = 0.411$, qui s'accorde relativement bien à la mini-bande interdite liée à la levée de dégénérescence du mode fondamental au centre de la ZDB ; ceci nous conforte dans l'attribution de la transmission observée au mode fondamental.
- Un deuxième creux de transmission, d'une quarantaine de nm de large, aux alentours de $a/\lambda = 0.385$, dont l'attribution à une particularité de la structure de bandes est plus difficile. Des mesures spectrales complémentaires, réalisées sur le signal observé le long du guide W1, exécutées à différentes abscisses du guide, permettent de lever les dernières ambiguïtés. L'évolution des pertes verticales le long du guide est présentée figure 6. Elle démontre clairement les natures différentes de ces creux de transmission. Les fuites détectées en début de guide pour $a/\lambda = 0.385$ sont particulièrement intenses, et s'affaissent au cours de la progression de la lumière dans le guide. Le creux de transmission observé à 0.385 est donc visiblement majoritairement imputable à des

pertes verticales (et non à des réflexions distribuées à l'origine du creux à 0.411), sans doute favorisées par un mode possédant une composante à fuite largement supérieure à celui du mode fondamental. Le seul mode susceptible de pourvoir à cette particularité est a priori le premier mode antisymétrique situé dans la BIP aux alentours de $a/\lambda = 0.36$. Le processus de couplage, théoriquement impossible entre modes orthogonaux dans un système symétrique, se révèle expérimentalement envisageable : les imperfections technologiques favorisent l'introduction d'un certain nombre de défauts, brisant de fait la symétrie du système. L'écart relatif, de l'ordre de 7%, entre la position spectrale théorique du mode antisymétrique et sa position spectrale expérimentale présagée, trouverait également son origine dans cette défaillance technologique et la grande sensibilité de ce mode à la géométrie des trous bordant le guide[12, 38].

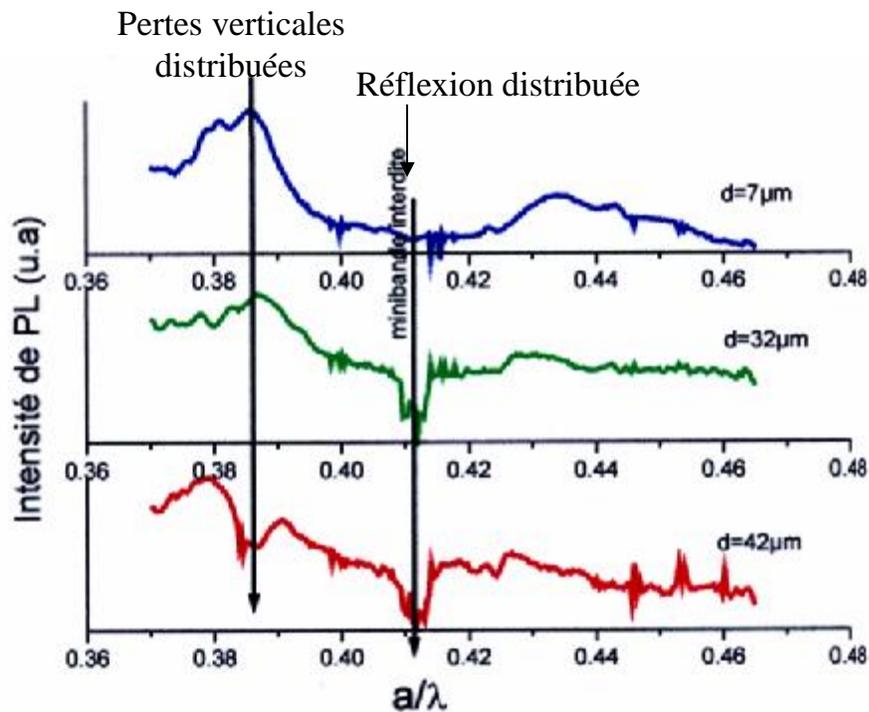


Figure 6 : Evolution des pertes verticales le long du guide W1. La valeur de d indique la distance qui sépare la zone de collection et l'entrée du guide. Source LPM [37].

II.2.2 Caractérisation par PL diffractée d'un guide fermé W1

Les premiers travaux expérimentaux réalisés sur des guides d'onde à base de CP ont consisté à déterminer les propriétés des guides CP soit en mesurant la lumière transmise à travers le

guide, ou verticalement diffracté par des défauts soit par la technique mentionnée dans II.2.1 et utilisée ci-avant. Avec ces méthodes, l'accès aux spectres de transmission et de pertes hors du plan était rendu possible. Cependant, l'identification des modes et l'accès à leurs propriétés (vitesse de groupe, pertes...) s'avèrent peu aisées. L'étude présentée ici, consiste à analyser les guides d'onde comme des microcavités, en générant le signal de PL à l'intérieur du guide, puis en analysant spectralement le signal de PL diffractée verticalement, qui traduit l'évolution de la densité d'états du système.

2.a Structure d'étude et principe de la mesure

Les paramètres géométriques des structures guidantes analysées reprennent les paramètres de modélisation pour le guide W1 de la section 3.II.1 : le CP est un réseau triangulaire de trous d'air dans une membrane suspendue d'InP. Un puits quantique d'InAsP permet de sonder les propriétés optiques de la structure sur une gamme spectrale d'environ 500 nm autour de 1.5 μm . Une période de 560 nm, et un facteur de remplissage en air avoisinant les 50%, ont été choisis pour le réseau triangulaire afin d'obtenir une bande interdite photonique autour de 1.5 μm .

La technique expérimentale employée dans cette étude est la PL diffractée décrite dans le chapitre 2. Notre approche consiste ici à confronter le spectre de diffraction provenant d'un guide d'onde W1 obtenu en omettant une rangée complète de trous dans le CP, avec celui d'un guide fermé à chaque extrémité, obtenu en omettant simplement un segment de trous dans le CP. Ces guides fermés peuvent donc être considérés comme des cavités linéaires, supports d'oscillations Fabry-Perot (Figure 7).

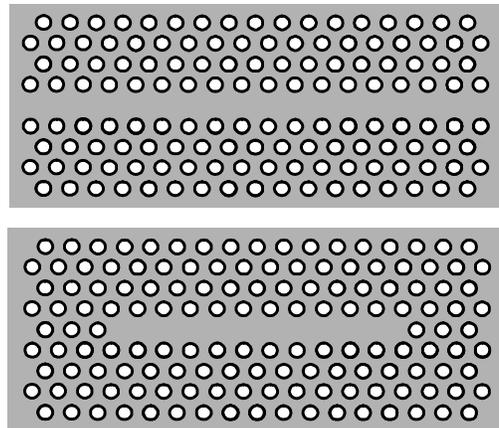


Figure 7 : Vue schématique d'un guide W1 ouvert et de la cavité linéaire W1 fermé.

La comparaison des allures des spectres associés respectivement au guide ouvert et au guide fermé (Figure 8) démontre clairement l'existence du phénomène de guidage de la lumière dans un guide W1 : les séries de pics discrets supplémentaires apparaissant avec le guide fermé sont en effet le résultat des interférences liées aux allers-retours infligés à l'onde guidée par les miroirs à chaque extrémité de la cavité linéaire.

Outre la mise en évidence immédiate de l'existence de phénomène de propagation dans un guide W1, l'analyse de ces franges d'interférences nous informe sur les propriétés, telles que la vitesse de groupe et les pertes associées aux modes du guide.

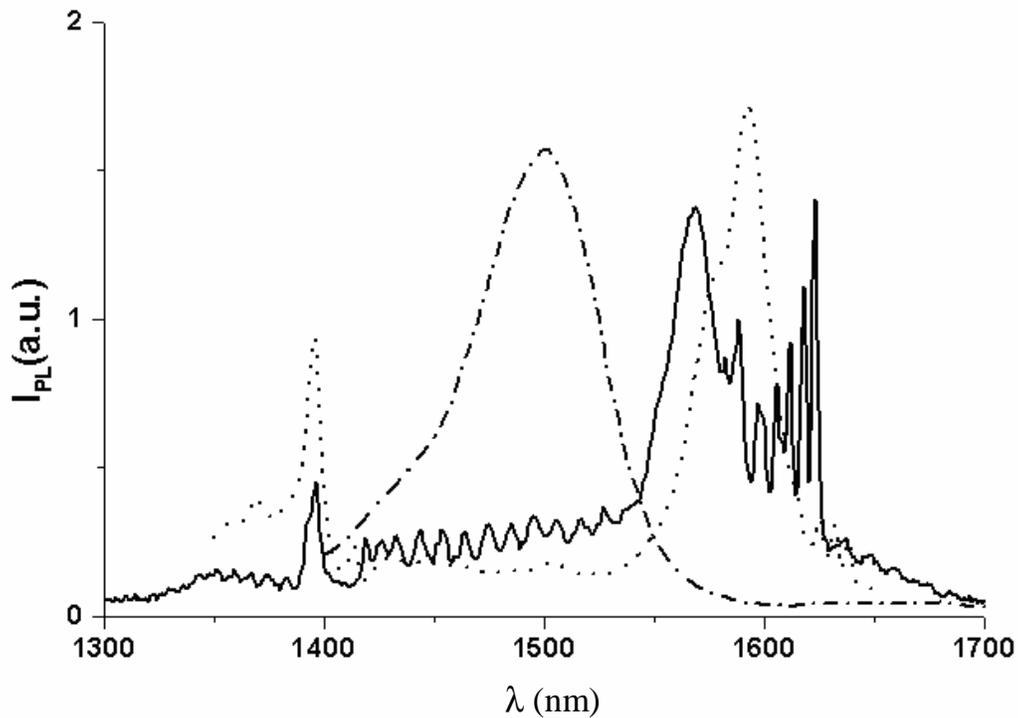


Figure 8 : Spectres de photoluminescence du guide W1 ouvert (trait pointillé), du guide fermé W1 (trait plein), et de la membrane non processée (trait tirets-points).

2.b Extraction des propriétés optiques liées aux modes de cavité

Les pics régulièrement espacés correspondent aux valeurs discrètes de k_x déterminés par la condition Fabry Perot de la cavité linéaire.

$$2k_x L = 2p\pi \quad (1)$$

avec p entier et L longueur effective de la cavité linéaire.

Nous pouvons dès lors remonter à la vitesse de groupe V_g associée aux modes du guide par l'intermédiaire de l'intervalle spectrale libre (ISL) $\Delta\lambda$ entre pics, positionnés aux alentours de la longueur d'onde λ .

$$V_g = \frac{\partial w}{\partial k_x} = c \frac{2L \times \Delta l}{l^2} \quad (2)$$

D'autre part, la largeur à mi-hauteur de ces résonances donne une évaluation du facteur de qualité Q pour les modes de cavité associés à ces pics et donc une évaluation de la durée de vie τ de ces modes de pulsation ω , dans le guide par l'intermédiaire de la relation

$$Q = \omega\tau \quad (3)$$

Or, la durée de vie τ de ces modes de cavité dépend de toutes les sources de pertes auxquelles sont soumis ces modes, ce qui se traduit par:

$$\frac{1}{t} = \frac{1}{t_R} + \frac{1}{t_{ZA}} + \frac{1}{t_{prop}} \quad (4)$$

- $\frac{1}{t_R}$, terme de pertes dues aux réflexions imparfaites ($R < 1$) aux extrémités du guide

$$t_R = \frac{L}{V_g} \times \frac{1}{(1-R)}$$

- $\frac{1}{t_{ZA}}$, terme de pertes dues à l'absorption des zones actives (ZA)

$$t_{ZA} = \frac{n}{c \times \alpha_{ZA}} \text{, } \alpha_{ZA}(\text{cm}^{-1}) \text{ correspondant aux pertes par absorption par unité de}$$

longueur du matériau

- $\frac{1}{t_{prop}}$, terme de pertes de propagation englobant les pertes liées à la dispersion aléatoire due aux imperfections technologiques et les pertes verticales dans l'espace libre induites par la corrugation périodique.

$$t_{prop} = \frac{1}{\alpha_{prop} \times V_g} \text{, avec } \alpha_{prop}(\text{cm}^{-1}) \text{, coefficient d'atténuation linéique, pertes de}$$

propagation par unité de longueur du guide.

Avec (3),

$$\frac{w}{Q} = \frac{1}{t} = \frac{2pc}{lQ} \text{, on aboutit à}$$

$$\frac{2p}{lQ} = a_{prop} \frac{V_g}{c} + \frac{a_{ZA}}{n} + (1-R) \frac{V_g}{cL} \quad (5)$$

La relation (5) indique que les pertes par réflexions aux miroirs peuvent être déterminées par l'utilisation de plusieurs guides fermés de différentes longueurs. Notons dès à présent à ce propos, que les différentes campagnes de caractérisation menées sur des guides fermés de différentes longueurs, ont toutes montré le caractère non prépondérant des pertes aux extrémités ; on obtient typiquement des coefficients de qualité comparables pour différentes tailles de guide.

Les coefficients de réflexion de ces miroirs ont été évalués à plus de 95% avec le mode fondamental. Les miroirs participent donc de manière négligeable aux pertes, et nous considérons $R \sim 1$ dans la suite du manuscrit.

2.c Comparaison avec le calcul 3D – Interprétation

Pour dégager de nos résultats expérimentaux les signatures spectrales relatives à chaque mode du guide, il nous faut confronter le spectre expérimental à la structure de bandes du guide W1. Cette procédure nous a permis d'identifier précisément les différents comportements spectraux et autres singularités en les reliant au comportement des courbes de dispersion associées aux modes du guide (figure 9).

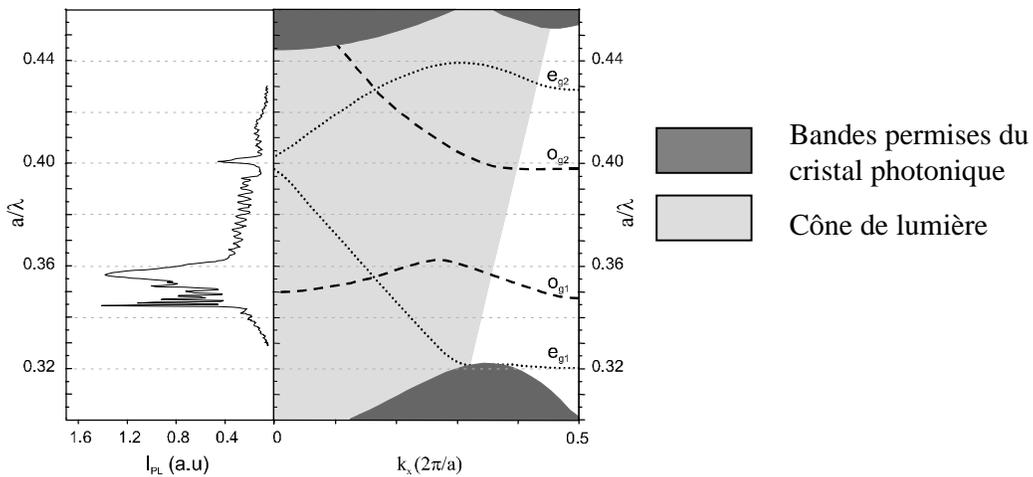


Figure 9 : Comparaison du spectre de photoluminescence d'un guide W1 fermé avec la courbe de dispersion associée (calcul ondes planes 3D - GES). Les modes symétriques (pointillés) et antisymétriques (tirets gras) sont soulignés.

On note sur le spectre, aux alentours de $a/\lambda \approx 0.4$, un creux large de 15-20 nm. Il correspond au mini-stopband relatif à l'influence de la corrugation périodique sur le mode fondamental au centre de la ZDB.

Dans la gamme 0.4-0.36, la série de pics régulièrement espacés et de facteurs de qualité comparables, correspond à la région monomode du mode fondamental. La vitesse de groupe, estimée expérimentalement à $c/4.6$ (relation 2), est relativement proche de la valeur théorique ($c/4$) déterminée par la pente de la courbe de dispersion.

Aux alentours de $a/\lambda = 0.36$ et juste au-dessus de 0.4, apparaissent 2 larges pics constitués du recouvrement de modes fabry-Perot, séparés par un ISL $\Delta\lambda$ très faible, traduisant une vitesse de groupe, associée à ces modes, quasi nulle. Ce comportement est à relier aux bandes plates de la structure de bandes associées à l'anti-croisement des modes antisymétriques et caractérisées par une très forte densité d'états.

Pour les fréquences comprises entre 0.355 et 0.345 apparaît une seconde série discrète de pics, bien plus dense que la précédente et caractérisée par des pics à haut facteur de qualité traduisant des modes résonnants à faibles pertes. C'est la signature expérimentale du mode antisymétrique, vivant sous la ligne de lumière donc théoriquement sans pertes, et qui expérimentalement se manifeste par ces modes à très longues durées de vie dans la membrane. En réalité, comme on peut le constater sur la structure de bandes, ce mode antisymétrique coexiste dans cette gamme avec le mode fondamental ; ce dernier étant situé au-dessus de la ligne de lumière, il est soumis à des pertes radiatives plus importantes. Sa signature spectrale est cependant cachée par celui plus intense du mode antisymétrique qui est caractérisé par une densité d'états plus élevée. Les valeurs de Q n'ont pu être précisément mesurées à cause de la résolution spectrale limitée de notre appareil de mesure. Cependant si l'on se réfère à la figure 9, les pics associés au mode antisymétrique sont nettement plus intenses que ceux associés au mode fondamental, alors même qu'ils se situent dans une région de plus faible gain optique (Figure 8). Cela indique clairement que les modes Fabry-Perot associés au mode antisymétrique sont caractérisés par des facteurs de qualité très élevés (non mesurables par notre appareil de mesure) ce qui est cohérent avec son caractère théoriquement « sans pertes ».

CONCLUSION

En conclusion, nous avons dans un premier temps mis en évidence un processus de guidage le long d'un guide W1 réalisé sur une membrane suspendue d'InP, par l'intermédiaire de la technique PL-guidée/découplée. Des analyses spectrales réalisées par cette méthode ont montré que l'on pouvait guider de la lumière sur une distance de plus de 40 μm avec une gamme spectrale de transmission de plus de 300nm.

Des études complémentaires ont été réalisées par la méthode de PL diffractée. Les résultats expérimentaux obtenus par cette méthode sont en excellent accord avec les calculs 3D ondes planes. La confrontation des résultats expérimentaux et théoriques permet une identification précise des modes du guide, et fournit également une information sur les vitesses de groupe et les pertes de propagation associées à ces modes. Nous avons très furtivement abordé ce dernier point et nous consacrerons le sous-chapitre suivant à la compréhension des mécanismes engendrant les pertes dans un guide W1 sur membrane.

CH3.III Optimisation du guidage CP 2D sur membrane

Nous avons montré le caractère particulièrement riche du guide W1 dans une configuration optique intégrée. La large région monomode fondamentale (H_{00}) présente dans un tel guide et caractérisée par des propriétés de dispersion similaires à celui d'un guide ridge augere effectivement d'un comportement relativement bien adapté aux Circuits Intégrés Photoniques. On peut espérer plus particulièrement que la transition guide ridge-W1 s'effectue avec des pertes de couplage limitées. L'épaisseur limitée des structures en géométrie de guide de d'onde rend le problème des pertes (région située au-dessus de la ligne de lumière) par diffraction dans la direction verticale, incontournable. Une évaluation des pertes de guidage est donc indispensable et sera confrontée aux calculs [35, 39]. La compréhension des mécanismes engendrant ces pertes, accompagnée de résultats tant numériques qu'expérimentaux nous permettra d'évaluer la pertinence du guide W1 sur membrane dans une configuration optique guidée. Par la suite nous envisagerons les différentes stratégies et les options retenues pour la réalisation de structures guidantes « améliorées ».

III.1 Evaluation expérimentale et numérique des pertes du guide W1 sur membrane

III.1.1 Evaluation expérimentale

Comme nous l'avons signalé au paragraphe III.2.b, l'analyse du spectre du W1 fermé (Figure 8) obtenu par PL diffractée donne accès à l'information sur les pertes liées aux modes du guide.

Dans la gamme $a/\lambda = 0.4-0.36$, correspondant à la zone monomode, nous mesurons un facteur de qualité de l'ordre de 300. Ce Q intègre les 3 termes de la relation 5. Les pertes aux extrémités étant négligées, il nous faut évaluer les pertes par absorption du matériau actif pour pouvoir extraire les pertes par propagation. Pour le mode fondamental ($\lambda \approx 1500\text{nm}$), l'énergie des photons est supérieure à l'énergie de gap du puits quantique (cf PL de la membrane non processée figure 8). Nous pouvons dès lors considérer l'absorption du puits quantique sur cette gamme comme une valeur à peu près constante [40]. En tenant compte du recouvrement partiel entre le champ électromagnétique et le puits quantique, nous estimons $\alpha_{PQ} \sim 150 \pm 50 \text{ cm}^{-1}$

Avec la relation (5), nous déduisons des pertes de propagation :

$$\alpha_{\text{prop}} \approx 430 \text{ cm}^{-1} \approx 180 \text{ db/mm dans la gamme } a/\lambda \sim 0.4-0.36$$

Nous avons répété cette étude en modifiant le paramètre de maille et en utilisant comme source active des boîtes quantiques InAs/InP fabriquées à l'INSA de Rennes [41, 42]. Elles nous ont permis de sonder une très large gamme spectrale (1200-1700 nm i.e. $a/\lambda \sim 0.4-0.32$) et en particulier d'accéder à la gamme $a/\lambda \sim 0.34-0.32$ du mode fondamental, située sous la branche associée au mode antisymétrique, tout en minimisant la réabsorption (Figure 10). Cette étude a confirmé la valeur de pertes linéiques associée au mode fondamental dans la gamme $a/\lambda \sim 0.4-0.36$. Nous avons également mis en évidence des coefficients de qualité très médiocres –voire indéterminables, car noyé dans le bruit- pour les pics situés dans la gamme $a/\lambda \sim 0.35-0.335$, ce qui traduit une dégradation de la durée de vie de ces modes dans la membrane, qui provient vraisemblablement d'une augmentation des pertes de propagation pour cette plage de longueur d'onde.

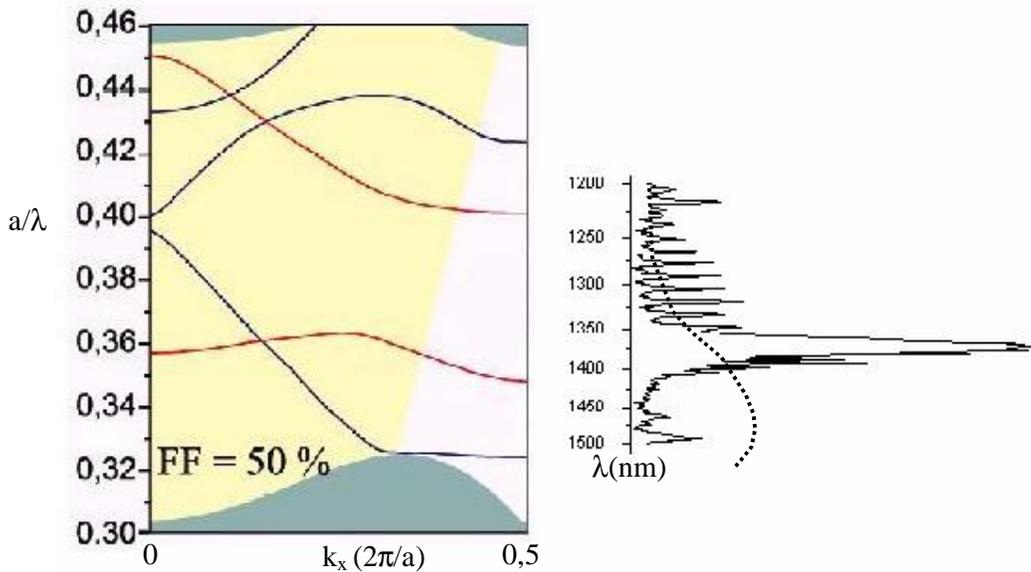


Figure 10 : Comparaison du spectre de photoluminescence d'un guide WI fermé, incluant des boîtes quantiques (spectre d'émission spontanée en pointillés), avec la courbe de dispersion associée (calcul ondes planes 3D – GES [35]). Les modes symétriques (bleus) et antisymétriques (rouges) sont représentés.

Une étude parallèle mettant en œuvre la technique mentionnée dans la section II.2.1. et qui consistait à comparer les résultats de transmission obtenus sur des guides de différentes longueurs a également permis d'extraire la valeur de l'atténuation linéique. Précisons à nouveau que cette méthode relativement simple suppose l'utilisation d'un dispositif de détection localisée. Cette méthode ne permet pas à priori de discriminer les modes. Néanmoins, en confrontant les spectres expérimentaux les calculs 3D-ondes planes, on est relativement sûr d'attribuer, dans la gamme monomode, l'information au seul mode fondamental. Dans cette gamme spectrale, cette méthode est très robuste pour déterminer les pertes par propagation. C'est la technique expérimentale qui a été employée au LPM de l'INSA de Lyon pour mesurer les pertes sur nos échantillons. Pour mémoire, les pertes linéiques mesurées pour le mode fondamental à fuite étaient comprises également entre 200 et 400 cm^{-1} [39] qui s'accordent relativement bien aux résultats évalués par PL diffractée. Notre méthode d'évaluation des pertes par PL diffractée sur guides fermés est bien validée par ce type de mesure.

III.1.2 Evaluation théorique

De récents développements concernant les outils de modélisation ont permis de calculer les pertes et les courbes de dispersion, corroborant ainsi nos résultats expérimentaux. Le GES s'est doté d'un outil de modélisation, basé sur la méthode de la matrice de diffusion et qui permet non seulement de déterminer les courbes de dispersion d'une structure donnée mais qui rend également compte des pertes verticales auxquelles sont soumis les modes résonnants de cette structure [35]. Les résultats du calcul réalisé pour le guide W1 sont représentés figure 11. Sur cette figure sont reportées les évolutions du facteur de qualité en fonction de k_x pour le mode fondamental. La valeur théorique maximale des pertes (400 cm^{-1}) s'accorde visiblement bien aux résultats expérimentaux. Il est cependant nécessaire de souligner que les résultats expérimentaux ne reproduisent pas l'évolution théorique des pertes, notamment dans la zone monomode. Notre mode opératoire rend ardue la possibilité d'extraire la seule contribution de la diffraction dans l'évaluation de nos pertes.

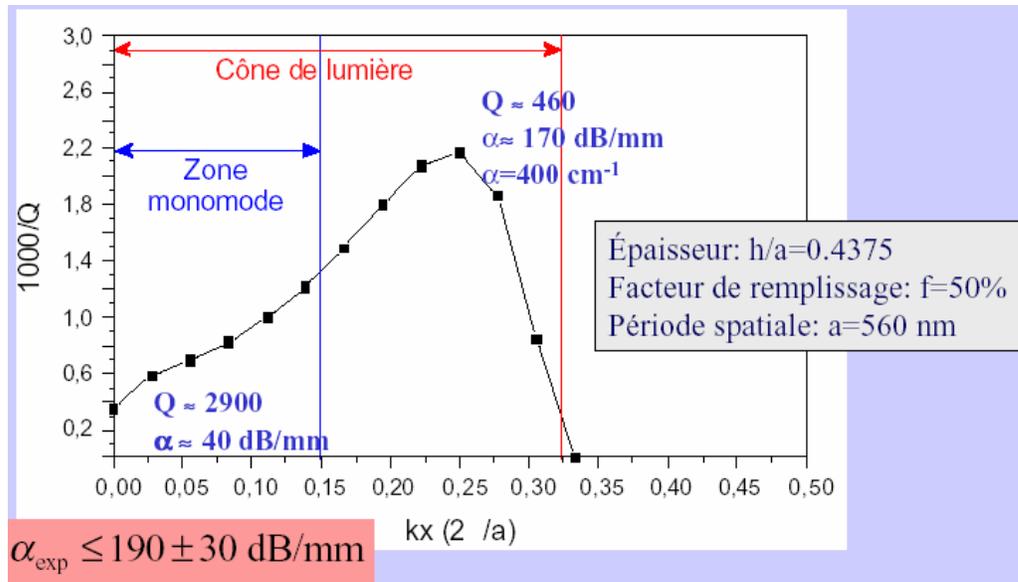


Figure 11: Evolution de l'inverse du facteur de qualité du mode fondamental en fonction de k_x (source GES [35])

Des travaux réalisés au LPM (en collaboration avec le LEMO et le LEOM) permettent d'appréhender simplement l'origine des pertes. Ces travaux sont basés sur l'étude des cartes de champ associées aux modes du guide et plus spécifiquement sur leurs transformées de fourrier qui précisent le poids des différents ordres de diffraction dans la décomposition en modes de Bloch des modes du guide. Il montre que la redistribution des k , dans le cas du guide W1 50 % et au centre de la ZDB, induite par la corrugation dans les différents ordres de diffraction reste relativement limitée pour le mode fondamental. Autrement dit, son interaction avec la corrugation étant relativement faible, le mode guidé fondamental conserve des propriétés de propagation très proches de celles qu'il aurait dans un guide non corrugué ($k=2\pi/a$ pour le mode fondamental). Nous avons supposé ce résultat dans la partie 3.I. Cela se traduit par une contribution de la composante à fuite très faible pour le mode fondamental (17%) au centre de la ZDB. Cette analyse reste toutefois une analyse 2D, et ne prend donc pas en compte la composante verticale. Mais comme l'a souligné Yohan Désières [37], le poids de la composante fuyante est à considérer dans cette étude comme un réservoir d'énergie potentiellement fuyant, et non comme la proportion d'énergie réellement fuyante. Une simulation, réalisée par TLM 3D [39], situe les pertes du mode guidé au centre de la ZDB aux alentours de 0.12 db/ μ m, relativement comparable à nos résultats expérimentaux. On peut également noter que les travaux de Marko Lonkar [30], qui exploitent la ftdt 3D, confirment non seulement les résultats obtenus par Yohan Désières [37, 39] mais également la tendance décroissante des fuites associées au mode fondamental lorsque l'on se rapproche du centre de la ZDB.

En conclusion, ces études numériques confirment qu'un mode d'un guide périodique est constitué d'une série de composantes couplées les unes aux autres par la périodicité du guide et que seule la composante présente dans le cône de lumière constitue un réservoir capable d'alimenter les pertes verticales [43]. Dans le cas du guide W1 sur membrane, le poids de la composante à fuite associée au mode fondamental s'avère de plus en plus limité lorsque l'on se rapproche de la mini-bande interdite, au centre de la ZDB. Il n'en reste pas moins que des efforts restent à fournir pour déterminer les leviers susceptibles de réduire ces pertes verticales.

III.2 Discussion sur la réduction des pertes et amélioration des conditions de guidage

Un guidage BIP "efficace" doit répondre à 3 critères essentiels:

- Le mode guidé doit être caractérisé par une vitesse de groupe élevée si l'on désire transmettre sur une large fenêtre spectrale. Une vitesse de groupe élevée évite en outre au mode guidé, de trop "sentir" les rugosités et autres imperfections technologiques, qui donneraient lieu à des pertes de diffusions incohérentes. De plus, si la vitesse de groupe est faible, la transition guide conventionnel-guide BIP se traduira inévitablement par des pertes d'adaptation.
- Le guide BIP doit être monomode dans la gamme de fonctionnement, pour éviter toute possibilité de couplage entre modes lorsque la périodicité est localement brisée.
- Finalement, est il utile de rappeler que la fonction même de guidage impose des pertes limitées?

Les études expérimentales et théoriques, réalisées sur le guide W1 sur membrane, ont clairement démontré l'existence de 2 familles de modes exploitables en termes de pertes (cf. Figure 3) :

- Un premier type de modes, caractérisés par une vitesse de groupe élevée (semblable à celle rencontrée dans un guide conventionnel) sur une large gamme monomode, mais situés au-dessus de la ligne de lumière, avec des pertes estimées aux alentours des $0.2\text{db}/\mu\text{m}$.
- Un deuxième type de modes qui sont dispersés sur une petite gamme spectrale sous la ligne de lumière. Ces modes sont théoriquement sans pertes mais présentent une faible vitesse de groupe.

Nous constatons aisément que ces deux familles de modes ne répondent pas complètement au cahier des charges que nous nous sommes fixés.

Nous voyons cependant se dégager 2 grandes tendances pour obtenir un guidage efficace.

1. La première consiste à utiliser le mode à fuite tout en choisissant une géométrie de guide qui minimise le poids de la composante à fuite et/ou la fraction réellement rayonnée de l'énergie potentiellement à fuite. Pour cela, deux méthodes correspondant à deux leviers différents ont été proposées dans la littérature:
 - i. La première consiste à minimiser les fuites verticales, en adoptant la configuration verticale adéquate. Nous avons déjà abordé cet aspect dans le chapitre 1 concernant l'approche substrat [23, 44, 45].
 - ii. La deuxième approche a été proposée plus récemment par Yohan Désières [37] et reprise en partie par Lau et Fan [46]. Elle consiste simplement à supprimer toute possibilité de couplage de la composante "fondamentale" (constante de propagation élevée) du mode guidé vers la composante à fuite du mode guidé (constante de propagation faible), en "effaçant" la corrugation responsable de la diffraction. Il propose en somme un dispositif hybride entre guide conventionnel et guide CP, où le guide W1 est inséré dans un guide réfractif conventionnel, lui-même entouré du CP.

2. La deuxième grande tendance consiste à utiliser de vrais modes guidés, situés sous la ligne de lumière, qui sont théoriquement sans pertes. La question sur laquelle se sont penchées quelques équipes, est la suivante : comment peut-on augmenter la dispersion des modes guidés et plus spécifiquement celle du mode fondamental tout en conservant le caractère monomode si avantageux du mode à fuite ? A ce stade des études menées sur les guides, nous savons combien les dispositifs CP se prêtent à une ingénierie relativement aisée des vitesses de groupe. Marine Le Vassor D'Yerville a étudié numériquement l'influence d'un certain nombre de modifications apportées au guide W1 en vue d'améliorer les caractéristiques des modes parfaitement guidés dans la membrane [35]. Nous présentons, ici, 2 configurations qui apportent une amélioration notable des qualités du guide, mais présentent également l'avantage d'une fabrication aisée : la configuration dite guide W1 à faible facteur de remplissage, et la configuration guide W1 avec une rangée de trous décalés.

III.3 Illustration expérimentale

Pour la suite de cette étude, nous ne considérerons que les modes symétriques par rapport à l'axe du guide, qui, étant les seuls à disposer d'une région monomode, sont les plus à même de répondre aux contraintes du transport de l'information.

III.3.1 Guides W1 à faible facteur de remplissage (~40%)

La première structure consiste simplement en un guide W1 entouré d'un cristal photonique dont on a réduit le facteur de remplissage (Figure 12b) par rapport aux structures précédemment étudiées (Figure 12a).

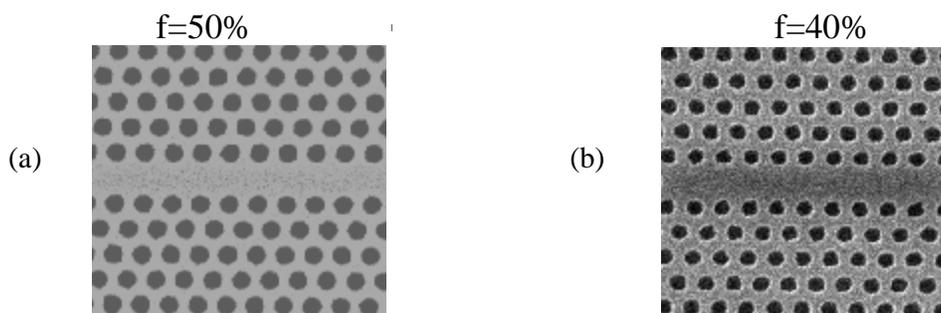


Figure 12 : Micrographies MEB de deux guides W1 de facteur de remplissage égal à 50% (a) et 40% (b).

La largeur effective du guide augmentant avec la réduction du facteur de remplissage, le diagramme de dispersion s'en trouve automatiquement décalé vers les faibles énergies ce qui implique une plus grande région disponible sous la ligne de lumière. L'évolution de la structure de bandes par rapport au guide W1 étudié précédemment est schématisée figure 13. De par l'extension spatiale latérale respective des modes H_{00} et H_{02} , la courbe de dispersion associée à H_{02} est naturellement plus affectée par la modification du facteur de remplissage (largeur effective du guide) que celle de H_{00} et est par conséquent décalée d'autant vers les basses énergies. L'anti-croisement entre les deux courbes de dispersion se décale vers les grands k_x permettant ainsi l'obtention d'une région monomode caractérisé par une vitesse de groupe suffisamment élevée sous la ligne de lumière.

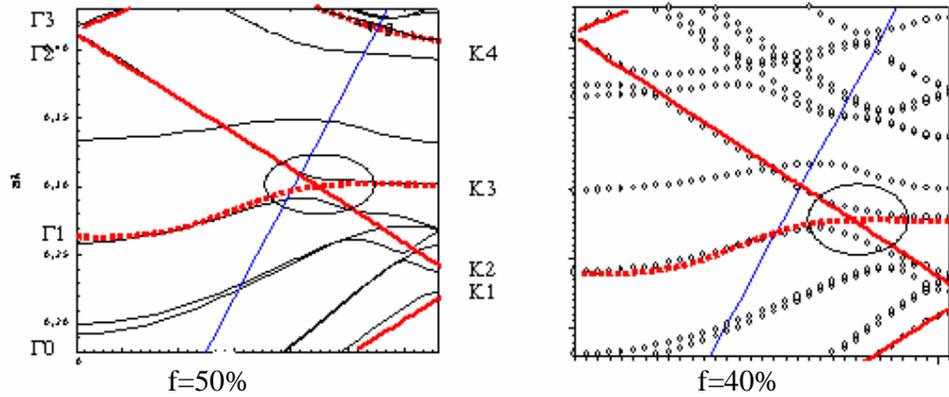


Figure 13 : Illustration schématique de l'évolution de la structure de bandes d'un guide W1 lorsque le facteur de remplissage est diminué de 50% (a) à 40% (b). Une plage monomode à forte vitesse de groupe et sous la ligne de lumière est dégagée en (b).

Le calcul 3D ondes planes confirme cette interprétation : la figure14 montre la courbe de dispersion associée à cette structure.

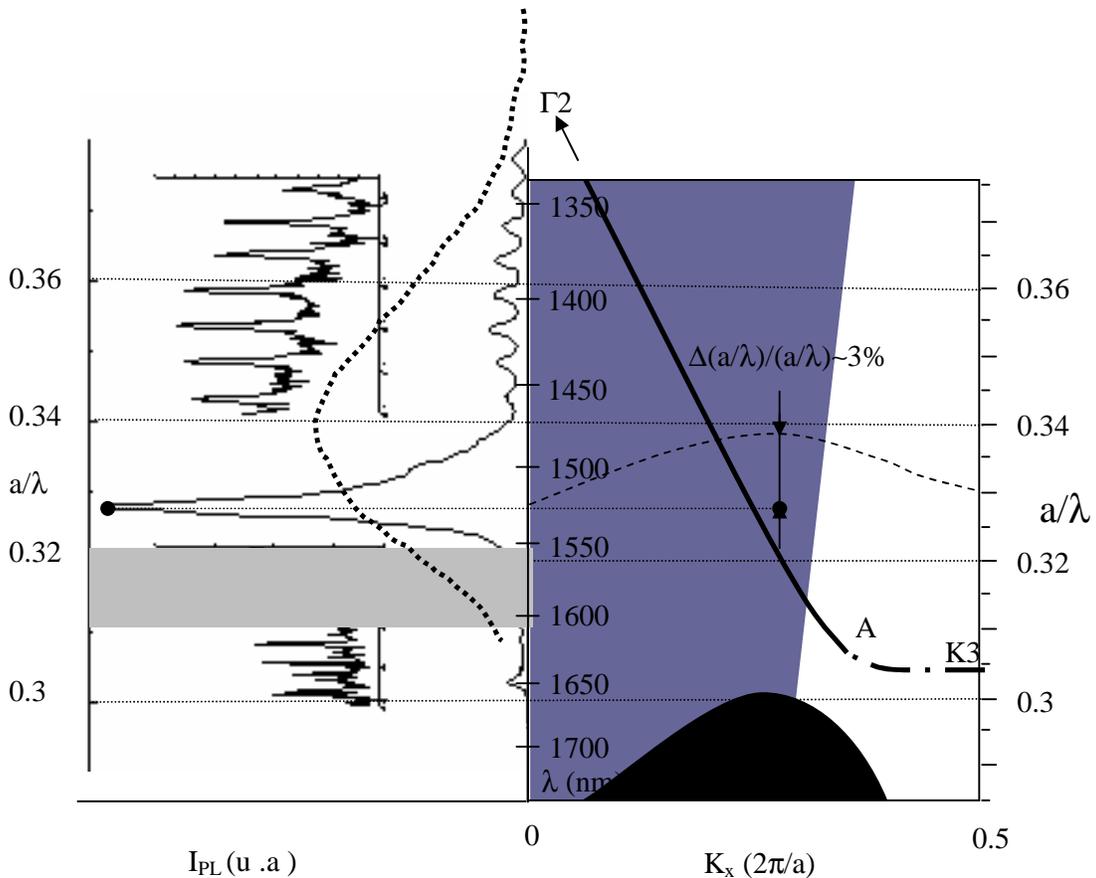


Figure 14 : Comparaison du spectre de photoluminescence d'un guide W1 fermé de facteur de remplissage égal à 40%, avec la courbe de dispersion associée. Les modes symétriques (traits gras) et antisymétriques (tirets fins) sont représentés. Le spectre d'émission spontanée de la zone active (pointillés) est superposé au spectre de PL de la structure. La zone grisée sur le spectre de PL met en évidence la région monomode à forte vitesse de groupe et sous la ligne de lumière.

L'aspect du diagramme de dispersion est relativement comparable avec celui du 50%, mais comme nous l'avons précisé, est décalé vers les basses énergies. L'énergie de la BIP s'étend maintenant entre 0.3 et 0.41. La branche associée au mode fondamental dans la BIP, est caractérisée par une vitesse de groupe de l'ordre de $c/4$, et présente la particularité remarquable d'évoluer, entre $0.3 < a/l < 0.32$, sous la ligne de lumière tout en restant monomode.

Nous avons reporté sur la même figure le spectre de PL diffractée obtenu pour le guide fermé correspondant, de longueur effective $L \approx 30a = 15\mu\text{m}$. L'ensemble des résultats a été résumé figure 15 pour une meilleure lisibilité.

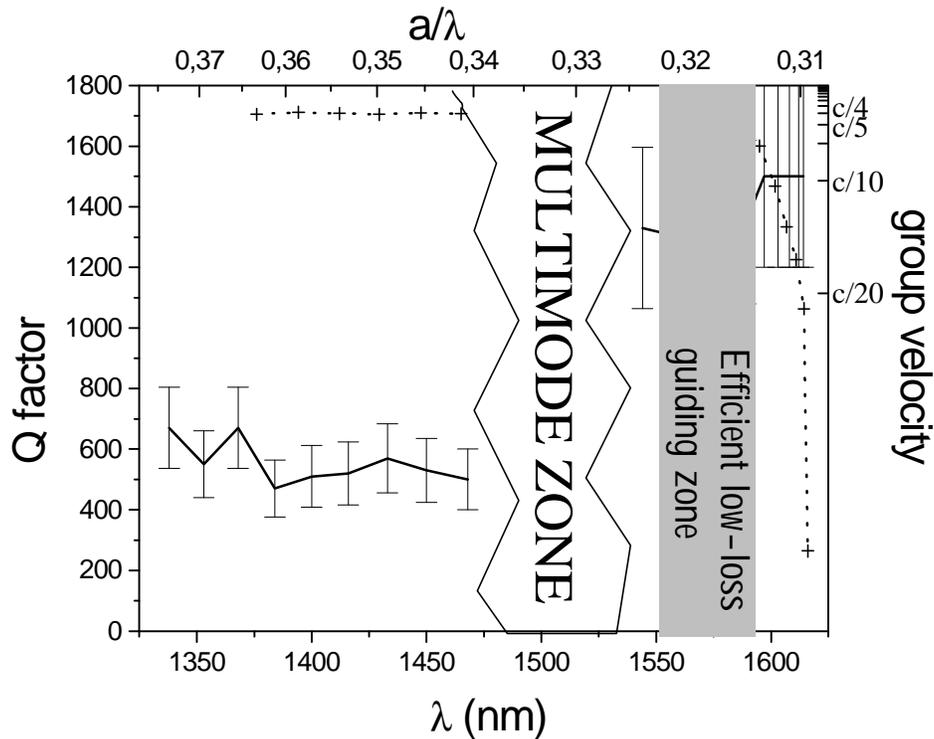


Figure 15 : Diagramme résumant l'évolution du facteur de qualité (traits pleins) et de la vitesse de groupe (croix - pointillés) en fonction de la longueur d'onde du mode fondamental. La zone grisée souligne la région à forte vitesse de groupe sous la ligne de lumière.

Entre $0.375 > a/l > 0.34$ ($\approx 1.33 < \lambda < 1.47 \mu\text{m}$), s'étend la courbe de dispersion liée au seul mode fondamental H_{00} . Nous déduisons de la relation (2) une vitesse de groupe de l'ordre de $c/4$ qui s'accorde bien avec la valeur théorique déterminée par la pente de la courbe de dispersion associée.

Dans cette gamme, les facteurs de qualité mesurés varient de 700 à 500. Avec (5), nous évaluons des pertes de propagation associées augmentant de $\alpha_{\text{prop}} \approx 270 \text{ cm}^{-1} \approx 100 \text{ dB/mm}$ pour $a/I = 0.375$, jusqu'à $\alpha_{\text{prop}} \approx 350 \text{ cm}^{-1} \approx 150 \text{ dB/mm}$ pour $a/I = 0.34$. Globalement les pertes liées au mode fondamental à fuite pour le guide à faible facteur de remplissage semblent légèrement inférieures à celles du guide W1 de référence, mais restent du même ordre de grandeur. On peut noter également que ces résultats épousent un peu mieux les résultats numériques, ou du moins reproduisent le sens de variation des pertes (pertes limitées pour le mode au centre de la ZDB et qui augmentent lorsque l'on tend vers la ligne de lumière). Pour expliquer cette "meilleure lisibilité", on peut rappeler le rôle des zones actives: ici, nous utilisons des boîtes quantiques qui évitent une réabsorption du signal trop importante (absorption répartie contrairement au puits quantique), alors que dans l'étude précédente, nous avons utilisé un puits quantique qui tendait à noyer l'information pertinente.

On retrouve en $a/\lambda = 0.33$ (Figure 14), le phénomène de superposition de modes d'énergie très proche, lié aux bandes plates de la courbe de dispersion (densité d'états très élevée, cf. paragraphe II.2.2.c) [29].

Pour $0.3 < a/I < 0.325$, les franges d'interférences (Figure 14) sont attribuées aux modes H_{00} dont la courbe de dispersion est située sous la ligne de lumière ; d'où la série de pics à très haut facteur de qualité $Q \sim 1500$, qui correspond (pour nos longueurs d'onde de travail), à une largeur à mi-hauteur de l'ordre du nm (résolution du monochromateur). Ces modes sont caractérisés par une vitesse de groupe $\approx c/4.5$ sur presque 40 nm (zone grisée de la figure 15 et du spectre de PL de la figure 14). Pour $a/\lambda < 0.315$, la distance séparant chaque pic décroît progressivement traduisant la réduction de la vitesse de groupe visible sur le diagramme de dispersion (Figure 14). Grâce à (5), nous estimons, dans la gamme $0.31 < a/I < 0.325$, des pertes de propagation $\alpha \approx 120 \text{ cm}^{-1} \approx 50 \text{ dB/mm}$ (à comparer aux 150 dB/mm pour le même mode fondamental situé au-dessus de la ligne de lumière). Nous précisons à nouveau qu'étant limité par la résolution du monochromateur, les pertes sous la ligne de lumière sont surévaluées.

III.3.2 Guide W1 à rangée décalée de petits trous

Le guide est ici réalisé en rajoutant au guide W1 de référence, une ligne de défauts constituée d'une rangée de trous de rayon plus faible que les trous du cristal photonique parfait, décalée de $a/2$ dans la direction du guide (Figure 16).

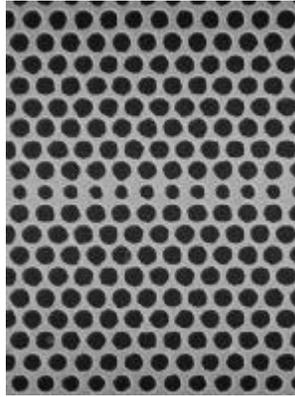


Figure 16 : Micrographie MEB d'un guide W1 à rangée décalée de petits trous.

L'idée est de modifier fortement, par ce biais, le diagramme de dispersion du guide W1 (Figure 3).

En première approximation, l'indice moyen du guide diminue, ce qui contribue à décaler l'ensemble des modes du guide vers les hautes énergies (illustré par l'étape 1 de la Figure 17). La position des maxima énergétiques du mode fondamental H_{00} étant localisée au centre de la ligne de défaut, la branche liée à ce mode est plus sensible à la diminution d'indice dans le guide que la branche associée au mode H_{02} . De plus, la forte corrugation induite par l'addition de trous au centre de la ligne de défaut contribue à la surélévation de la branche « repliée » du mode fondamental comparativement au mode H_{02} : le mécanisme qui contribue à l'ouverture de la mini-bande interdite du mode fondamental en bord de ZDB, entre K_1 et K_2 , est naturellement exacerbé dans cette configuration. On réussit ainsi à déplacer la région d'anti-croisement vers les grands k_x (illustré par l'étape 2a de la Figure 17), voire dans notre cas (illustré par l'étape 2b de la Figure 17) à la supprimer totalement (la branche K_2 passe au-dessus de la branche K_3), augmentant de fait la portion de courbe de dispersion caractérisée par une forte vitesse de groupe sous la ligne de lumière.

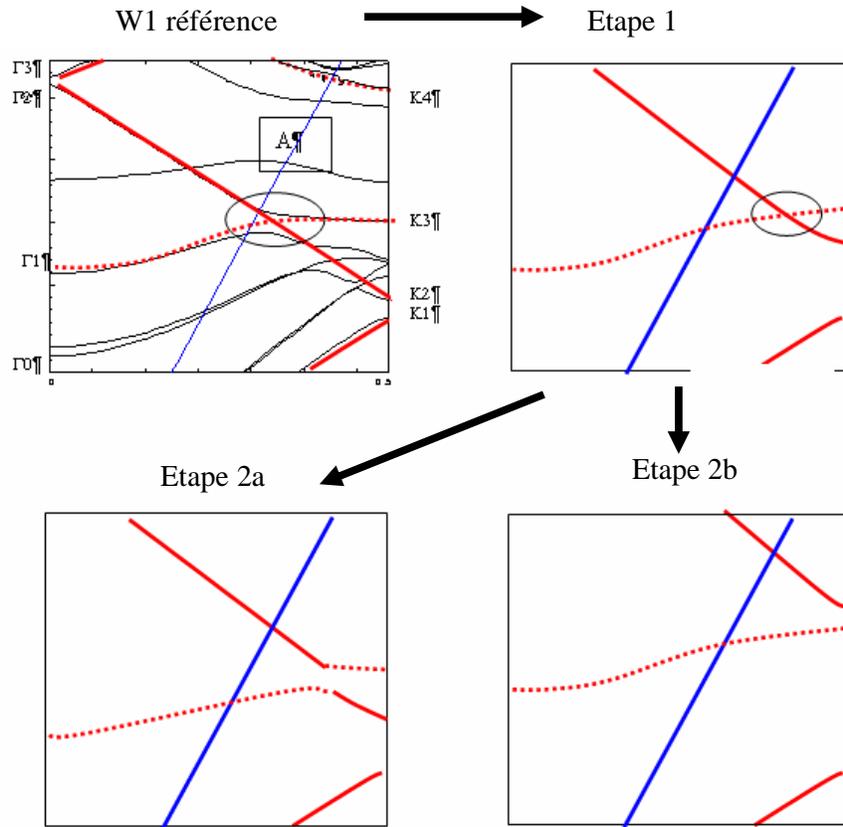


Figure 17 : Illustration schématique de l'évolution de la structure de bandes d'un guide W1 lorsque l'on apporte les modifications suivantes sur le guide de référence (W1 référence) : diminution de l'indice moyen dans le guide (étape 1), (étape 1) + un effet léger (étape 2a) ou accentué (étape 2b) de corrugation apportée par l'addition d'une rangée centrale de trous.

Nous avons expérimentalement testé, par PL diffractée, différents guides fermés avec une rangée de trous décalée. Nous avons reporté sur la figure 18 le spectre associé à un tel guide, de longueur effective $L \approx 60a = 30 \mu\text{m}$, caractérisé par un paramètre de maille $a \approx 0.5 \mu\text{m}$, $r_{cp} \approx 0.35a$ et $r_{\text{défaut}} \geq 0.27a$, et le calcul 3D correspondant. On peut encore une fois constater que les résultats expérimentaux, malgré un décalage en fréquence approchant les 5%, sont conformes aux prédictions théoriques (les valeurs de fréquence citées ci-dessous se réfèrent au spectre de PL, et non à la structure de bandes), d'après les observations suivantes :

- On note en $a/\lambda \approx 0.39$, un intense pic de PL à relier à la bande plate (et donc à la très forte densité d'états) du mode antisymétrique de la structure de bande.
- Ce pic est suivi, entre $a/\lambda=0.38$ et $a/\lambda=0.32$, de plusieurs séries de pics correspondant chacune à des modes distincts.

- Pour $0.37 < a/\lambda < 0.38$, le mode symétrique fondamental H_{00} et le mode antisymétrique coexistent, mais on constate sans peine l'existence d'une fréquence de coupure nette pour le mode antisymétrique à $a/\lambda \approx 0.37$.
- Dans la gamme $0.35 < a/\lambda < 0.37$, la série de pics, caractérisés par des hauts facteurs de qualité et un espacement régulier, est à relier au mode H_{00} sous la ligne de lumière (branche K2). Avec la relation (2), nous obtenons une vitesse de groupe déterminée expérimentalement $V_g = c/5$ dans la gamme 0.37-0.35, qui confirme la prédiction théorique.
- Dans la gamme $0.325 < a/\lambda < 0.337$, une série de pics à haut facteur de qualité et régulièrement espacés bien plus dense que la précédente, est cette fois-ci à rapprocher du mode H_{02} situé sous la ligne de lumière (branche K3). Avec la relation (2), nous obtenons dans la gamme 0.337-0.325 une vitesse de groupe déterminée expérimentalement $V_g \leq c/9$, qui reproduit convenablement le caractère relativement "lent" des photons associés à la branche K3.

Les deux dernières séries de pics que nous venons de décrire, sont séparées par une zone dépourvue de modes, entre 0.337 et 0.35, de largeur relative $\sim 3.8\%$. Il est important de noter que cette bande interdite varie en fonction des paramètres expérimentaux. Par exemple pour le guide caractérisé par $r_{cp} = 0.38a$ et $r_{\text{défaut}} = 0.3a$, la largeur effective de cette bande interdite est réduite à moins de 2%. Ce résultat suggère qu'il est sans doute possible de trouver un jeu de paramètres permettant un recouvrement nul entre H_{00} et H_{02} (disparition de la mini-bande interdite due à l'anti-croisement), aboutissant à une gamme de fréquence très large particulièrement bien adaptée à une fonction guidage.

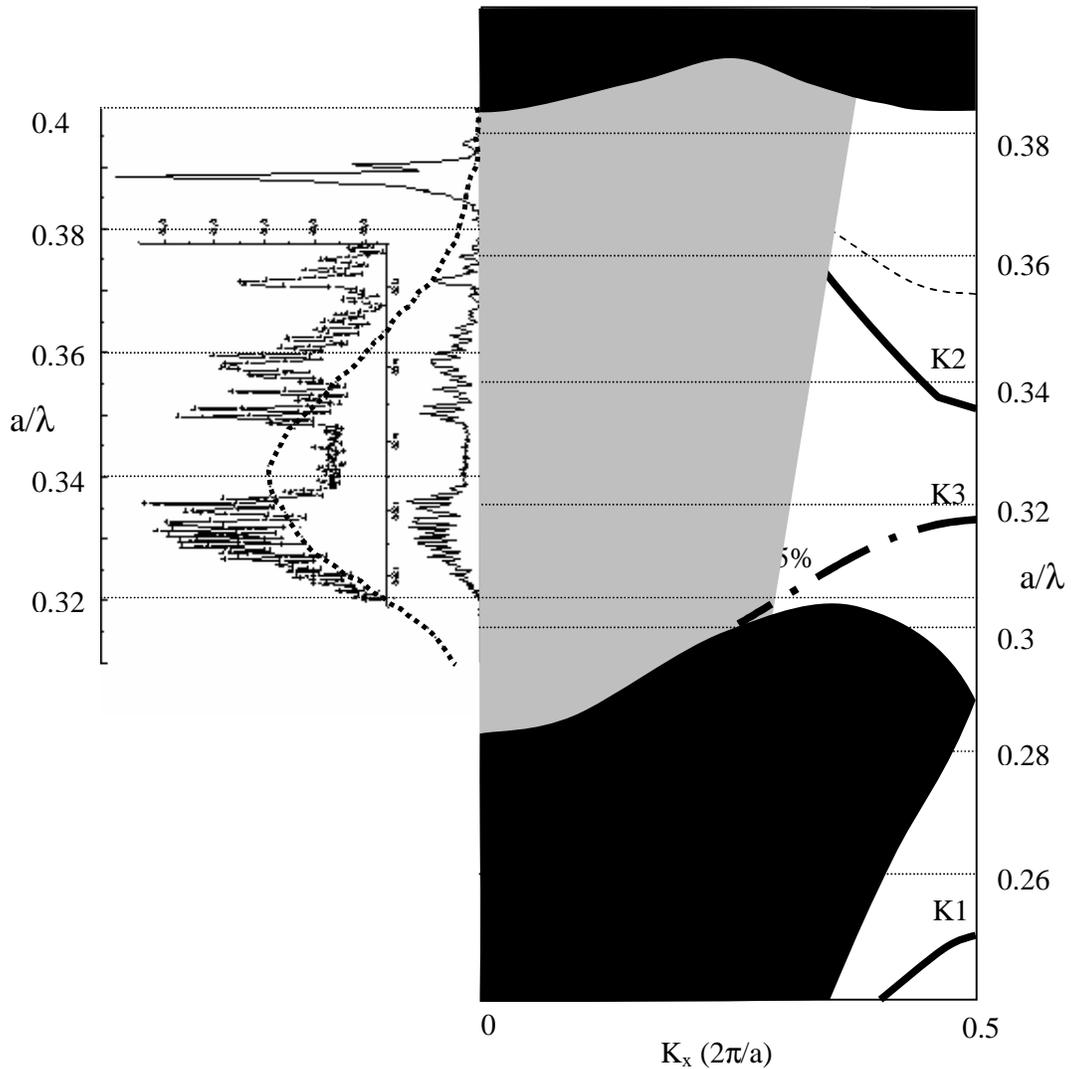


Figure 18 : Comparaison du spectre de photoluminescence d'un guide W1 à rangée décalée fermé ($f \sim 45\%$, $r_{\text{défaut}} > 0.27a$) avec la courbe de dispersion associée (calcul ondes planes 3D). Les modes symétriques (traits gras) et antisymétriques (tirets fins) sont représentés. Le spectre d'émission spontanée de la zone active (pointillés) est superposé au spectre de PL de la structure.

Les facteurs de qualité des pics, associés aux branches K2 et K3 sous la ligne de lumière, atteignent 1500. Avec la relation (5), et en utilisant des considérations identiques à la partie 3.II, nous pouvons estimer que les pertes associées aux modes guidés dans la gamme $0.35 < a/\lambda < 0.37$, sont inférieures à 150 cm^{-1} (60 dB/mm). Ce résultat est remarquable puisqu'il indique que malgré l'augmentation de bords gravés, et par conséquent de sources potentielles de pertes non cohérentes, les pertes restent relativement limitées. Cette constatation semble confirmer une tendance déjà relevée sur les guides à CP : les pertes dans les guides CP

seraient a priori gouvernées par des processus cohérents de diffraction, et seraient donc moins sensibles aux imperfections technologiques que leurs homologues classiques [47].

III.3.3 Conclusion sur les designs optimisés

En conclusion, ces résultats confirment que l'utilisation de géométries particulières générant des modes guidés (courbes de dispersion théoriques sous la ligne de lumière) fortement dispersifs, permet de réduire nettement les pertes hors de la membrane d'un guide à une rangée de défauts, tout en maintenant des conditions favorables -vitesse de groupe élevée, adaptabilité du mode...- à la fonction de guidage.

Notamment, l'utilisation d'un guide W1 à faible facteur de remplissage (40% dans notre cas), offre une plage monomode sous la ligne de lumière sur une quarantaine de nm, très dispersive (vitesse de groupe élevée $V_g \approx c/5$), caractérisée par des pertes de propagation inférieures à 40db/mm. L'intérêt d'un tel guide réside également dans sa facilité de conception et de fabrication, celui-ci ne nécessitant pas de transition élaborée avec un éventuel guide ridge.

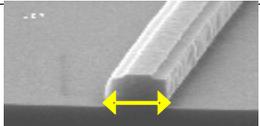
L'utilisation d'un guide W1 à rangée décalée offre une plage monomode sous la ligne de lumière sur plus d'une centaine de nm, très dispersive (vitesse de groupe élevée $V_g \approx c/5$), caractérisée par des pertes de propagation inférieures à 60db/mm. La bande passante du mode guidé à faibles pertes est plus que doublée par rapport au guide W1 à faible facteur de remplissage, mais en contrepartie, ce guide est plus sensible aux performances technologiques, et nécessitera une transition plus élaborée si l'on désire communiquer avec des guides conventionnels.

En toute rigueur, la comparaison brute de ces deux designs n'est pas judicieuse; on pourrait en effet optimiser la géométrie de chacune de ces structures afin d'en extraire le meilleur, et nul n'indique qu'au final les conclusions précitées résisteraient à la susnommée amélioration.

III.4 Bilan

Nous reportons dans le tableau suivant, des valeurs théoriques et expérimentales relevées dans la littérature et obtenues sur différentes configurations de guides CP; nous les confrontons à nos propres résultats et à ceux obtenus pour des guides conventionnels, tous ces guides opérant aux alentours des $1.5\mu\text{m}$.

L'appellation W_n , s'entend généralement pour l'omission de n lignes de trous au sein du réseau périodique, les guides $W1$ "améliorés" désignant nos designs spécifiques, et le $W0.7$ définissant un guide de largeur $0.7 \times W1$. Enfin, on précisera, pour les valeurs expérimentales des designs sur membrane, la position du mode par rapport au cône de lumière (C.L).

| Pertes en db/mm | Configuration | Expérimental | Théorique |
|---|----------------------------------|----------------------------------|-----------------------|
| W0.7 "NOTOMI"[32] | Membrane (sur SiO ₂) | > C.L 15 | / |
| | | < C.L 6 | |
| W1 "améliorés" LEOM | Membrane suspendue | > C.L 100 à 150 | 50 à 150 ⁴ |
| | | < C.L < 40 | 0 |
| W1 "Baba"[31] | Membrane suspendue | < C.L 10 | |
| W1 [48] | Substrat | 60 | 4.5 ⁵ |
| W2 [23] | Substrat | 30 | / |
| W3 [23] | Substrat | 10 | 0.45 ⁶ |
|  fabrication CEA-LETI | 0.5×0.38μm | 0.8 | / |
| | 0.38×0.38μm | 1.5 | / |
| | 0.38×0.25μm (~W1) | ?(≈W1 membrane suspendue < C.L?) | / |

Comme on peut le voir dans le tableau, des pertes de l'ordre de 10dB/mm ont été obtenues sur W3 pour les guides sur substrat. Des estimations, fondées sur la possibilité de réaliser des gravures plus profondes, ont montré qu'elles pouvaient être réduites jusqu'à 0.45 dB/mm sur W3 et 4.5 dB/mm sur guide W1.

⁴ Calculs GES [35]

⁵ Estimation PMC, Ecole Polytechnique

⁶ Estimation PMC, Ecole Polytechnique

Pour les guides sur membrane, rappelons qu'un design optimisé du guide W1 permet l'obtention d'une plage monomode, théoriquement sans pertes, (mode sous le « cône de lumière ») sur une gamme de longueur d'onde importante (50 à 100nm). Nos résultats expérimentaux, limités par la résolution de l'appareillage, ont montré des pertes inférieures à 50dB/mm ; par ailleurs, des pertes de l'ordre de la dizaine de dB/mm ont été mesurées par l'équipe de Baba. Des pertes de 6dB/mm ont même été relevées toujours pour des modes sous la ligne de lumière, mais sur des guides W0.7, qui ne respectent pas par conséquent l'intégrité du réseau⁷.

Cela illustre clairement que les valeurs mesurées pour les guides W1 sur membrane se rapprochent sérieusement des performances ultimes "envisagées" pour les guides W1 sur substrat. Faisons même preuve d'audace, en tentant la comparaison entre les performances d'un guide W1 sur membrane et celles d'un guide ridge. Les valeurs de pertes obtenues pour des guides ridges Si/SiO₂ fabriqués au LETI de sections 0.5×0.38μm et 0.38×0.38μm s'élèvent respectivement à 0.8 et 1.5 dB/mm. L'origine des pertes expérimentales des modes théoriquement "sans pertes" dans un guide CP sur membrane n'est pas vraiment identifiée, mais peut être raisonnablement attribuée à des difficultés de fabrication. N'est-il pas envisageable, sous réserve de maîtriser une technologie au diapason des attentes, de réduire les pertes d'une décade supplémentaire? Certes nous ne sommes pas prêts d'établir des connexions intercontinentales avec ce genre de guides, mais démonstration est faite que les performances, en termes de pertes, des guides de la famille des W1 sur membrane n'ont pas à rougir de leurs homologues sur substrat, voire de leurs homologues conventionnels.

⁷ d'où impossibilité de réaliser des virages sans introduire des dislocations dans le réseau, donc moins intéressants en termes de transports

CH3.IV CONCLUSION

L'étude combinée sur des guides BIP ouverts et fermés, alliant des méthodes de caractérisation par PL guidée et PL diffractée, a permis la détermination expérimentale des propriétés (vitesse de groupe, pertes) modales du guide W1. Un excellent accord avec les prédictions théoriques a été obtenu. Ces études ont notamment souligné l'existence d'une plage monomode d'une centaine de nm, caractérisée par une vitesse de groupe élevée. Les pertes relativement importantes mesurées sur ce guide (~ 150 dB/mm) nous ont incité à concevoir de nouvelles géométries afin d'en limiter les pertes. Nous avons montré théoriquement et expérimentalement qu'il était possible d'obtenir des guides monomodes sur une large gamme et présentant des pertes de propagation théoriquement nulles. Les résultats expérimentaux, limités par la résolution de l'appareillage, ont montré des pertes inférieures à 50 dB/mm. L'ensemble de ces résultats montre que l'on pourra guider des photons dans un circuit intégré photonique à base de BIP sur des distances d'au moins quelques centaines de microns. Un tel libre parcours permet d'envisager la réalisation d'un nombre important de fonctions sans pertes rédhibitoires, et donc la réalisation de systèmes cascades, systèmes qui feront l'objet du chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE

1. Meade, R.D., et al., *Novel applications of photonic band gap materials: low-loss bends and high Q cavities*. Journal of Applied Physics, 1994. **75**(9): p. 4753-4755.
2. Benisty, H., *Modal analysis of optical guides with two-dimensional photonic band-gap boundaries*. Journal of Applied Physics, 1996. **79**(10): p. 7483-7492.
3. Yariv, A., et al., *Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis*. Optics Letters, 1999. **24**(711).
4. Mekis, A., et al., *High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*. Physical Review Letters, 1996. **77**: p. 3787.
5. Mekis, A., S. Fan, and J.D. Joannopoulos, *Bound states in photonic crystal waveguides and waveguide bends*. Physical Review B, 1998. **58**: p. 4809.
6. Baba, T., N. Fukaya, and J. Yonekura, *Observation of light propagation in photonic crystal optical waveguides with bends*. Electronics Letters, 1999. **35**(8).
7. Grillet, C., et al. *Guided modes in straight and ring PBG waveguides on InP membranes*. in *International workshop on photonic and electromagnetic crystal structures, PECS*. 2000. Sendai, Japan.
8. Kuchinsky, S., et al., *3D localization in a channel waveguide in a photonic crystal with 2D periodicity*. Optics communications, 2000. **175**: p. 147-152.
9. Sondergaard, T., et al., *Designing finite-height two-dimensional photonic crystal waveguides*. Applied Physics Letters, 2000. **77**: p. 785-787.
10. Jonhson, S.G., et al., *Linear waveguides in photonics-crystal slabs*. Physical Review B, 2000. **62**(12): p. 8212-8220.
11. Loncar, M., et al., *Design and fabrication of silicon photonic crystal optical waveguides*. Journal of Lightwave Technology, 2000. **18**: p. 1402-1411.
12. Adibi, A., et al., *Design of photonic crystal optical waveguides with single mode propagation in the photonic bandgap*. Electronics Letters, 2000. **36**(16): p. 1376-1378.
13. Sondergaard, T., et al., *Designing finite-height photonic crystal waveguides: confinement of light and dispersion relations*. Optics communications, 2001. **194**(341).
14. Loncar, M., J. Vuckovic, and A. Scherer, *Methods for controlling positions of guided modes of photonic-crystal waveguides*. Journal of Optical Society of America B, 2001. **18**: p. 1362-1368.
15. Yamada, K., et al., *Improved line-defect structures for photonic-crystal waveguides with high group velocity*. Optics communications, 2001. **198**: p. 395-402.
16. Sondergaard, T. and A. Lavrinenko, *Large-bandwidth planar photonic crystal waveguides*. Optics communications, 2002. **203**: p. 263-270.
17. Lalanne, P., *Electromagnetic analysis of photonic crystal waveguides operating above the light cone*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 800-804.
18. Qiu, M., et al., *Numerical studies of mode gaps and coupling efficiency for line-defect waveguides in two-dimensional photonic crystals*. Physical Review B, 2001. **64**(15).
19. Notomi, M., et al., *Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs*. Physical Review Letters, 2001. **87**(25): p. 2539021-2539024.
20. Leonard, S.W., et al., *Single-mode transmission in two-dimesional macroporous silicon photonic crystal waveguides*. Optics Letters, 2000. **25**: p. 1297-1299.
21. Lin, S.Y., et al., *Demonstration of highly efficient waveguiding in a photonic crystal slab at the 1.5- μ m wavelength*. Optics Letters, 2000. **25**(17): p. 1297-1299.

22. Notomi, M., et al., *Singlemode transmission within photonic bandgap of width-varied single-line-defect photonic crystal waveguides on SOI substrates*. Electronics Letters, 2001. **37**(5): p. 293-295.
23. Talneau, A., L. Le Gouezigou, and N. Bouadma, *Quantitative measurement of low propagation losses at 1.55 μm on planar photonic crystal waveguides*. Optics Letters, 2001. **26**(16): p. 1259-1261.
24. Olivier, S., et al., *Miniband transmission in a photonic crystal coupled resonator optical waveguide*. Optics Letters, 2001. **26**(13): p. 1019-1021.
25. Sugimoto, Y., et al., *Theoretical and experimental investigation of straight defect waveguides in AlGaAs-based air-bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs*. Applied Physics Letters, 2001. **79**: p. 4286.
26. Adibi, A., et al., *Role of distributed Bragg reflection in photonic-crystal optical waveguides*. Physical Review B, 2001. **64**: p. 41102.
27. Adibi, A., et al., *Guiding mechanisms in dielectric-core photonic-crystal optical waveguides*. Physical Review B, 2001. **64**: p. 41102.
28. Olivier, S., et al., *Transmission properties of two-dimensional photonic crystal channel waveguides*. Optical and quantum electronics, 2002. **34**: p. 171-181.
29. Letartre, X., et al., *Group velocity and propagation losses measurement in a single-line photonic-crystal waveguide on InP membranes*. Applied Physics Letters, 2001. **79**(23): p. 2312-2314.
30. Loncar, M., et al., *Experimental and theoretical confirmation of bloch mode light propagation in planar photonic crystal waveguides*. Applied Physics Letters, 2002. **80**(10): p. 1689-1691.
31. Baba, T., et al., *Light propagation characteristics of straight single-line-defect waveguides in photonic crystal slabs fabricated into a silicon on insulator substrate*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 743-752.
32. Notomi, M., et al., *Structural tuning of guiding modes of line defect waveguides of silicon on insulator photonic crystal slabs*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 736-742.
33. Sugimoto, Y., et al., *AlGaAs-based two-dimensional photonic crystal slab with defect waveguides for planar lightwave circuit applications*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 760-769.
34. Tokushima, M. and I. Yamada, *Light propagation in a photonic crystal slab line defect waveguide*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2002. **38**(7): p. 753-759.
35. Le vassor d'yerville, M., *Modelisation de cristaux photoniques bidimensionnels de hauteur finie*, in *Matière condensée*. 2002, Université Montpellier II: Montpellier.
36. Olivier, S., et al., *Mini-stopbands of a one-dimensional system : the channel waveguide in a two-dimensional photonic crystal*. Physical Review B, 2001. **63**(113311): p. 1-4.
37. Désières, Y., *Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons*. 2001, INSA Lyon.
38. Grillet, C., et al., *Characterisation of 2D photonic crystals cavities on InP membranes*. European physical journal applied physics, 2001. **16**: p. 37-44.
39. Désières, Y., et al., *Propagation losses of the fundamental mode in a single line-defect photonic crystal waveguide on an InP membrane*. Journal of Applied Physics, 2002. **92**(5).
40. Rosencher, E. and B. Vinter, *Optoélectronique*. 1997, Paris: Masson.

41. Miska, P., et al. *Optical properties and carrier dynamics of InAs/ InP(311)B quantum dots*. in *International Conference on superlattices nanostructures and nano devices (ICSNN)*. 2002. Toulouse (France).
42. Parenthoen, C., et al., *Height dispersion control of InAs/ InP quantum dots emitting à 1.55 μ m*. Applied Physics Letters, 2001. **78**.
43. Kanskar, M., et al., *Observation of leaky modes in an air-bridged semiconductor waveguide with a two-dimensional photonic lattice*. Applied Physics Letters, 1997. **70**(11): p. 1438-1440.
44. Benisty, H., et al., *Radiation losses of waveguide-based two dimensional photonic crystals: positive role of the substrate*. Applied Physics Letters, 2000. **76**(5): p. 532-534.
45. D'Urso, B., et al., *Modal reflectivity in finite-depth two dimensional photonic crystal microcavities*. Journal of Optical Society of America B, 1998. **15**(3): p. 1155-1159.
46. Lau, W.T. and S. Fan, *Creating large bandwidth line defects by embedding dielectric waveguides into photonic crystal slabs*. Applied Physics Letters, 2002. **81**(21): p. 3915.
47. Smith, C.J.M., et al., *Low-loss channel waveguides with two-dimensional photonic crystal boundaries*. Applied Physics Letters, 2000. **77**(18): p. 2813-2815.
48. Talneau, A., *réunion CRIPOINT LILLE*. 2002.

| | | |
|--|-------------------------|------------|
| CH4 | SYTEMES CASCADES | 80 |
| CH4.I VIRAGE | | 81 |
| I.1 <i>Modélisation d'une cavité insérée dans un guide, par la théorie des modes couplés</i> | | 81 |
| I.2 <i>Modélisation FDTD 2D : banc numérique</i> | | 83 |
| I.3 <i>Virage référence à 60°</i> | | 85 |
| I.4 <i>Amélioration des designs</i> | | 87 |
| I.4.1 <i>Couplage de cavité et apodisation.....</i> | | 88 |
| I.4.2 <i>Amélioration de l'accord modal.....</i> | | 90 |
| I.4.3 <i>Vers une transmission totalement achromatique?!</i> | | 91 |
| I.4.4 <i>Et la troisième direction?.....</i> | | 96 |
| I.4.5 <i>Association de virages et coupleur 1 vers 2</i> | | 97 |
| I.5 <i>Conclusion sur les virages</i> | | 100 |
| CH4.II COUPLAGE LATERAL ENTRE UN GUIDE ET UNE CAVITE RESONANTE | | 101 |
| II.1 <i>Modélisation par la théorie des modes couplés</i> | | 101 |
| II.2 <i>Structure d'étude – méthode d'analyse</i> | | 103 |
| II.3 <i>Résultats expérimentaux</i> | | 105 |
| II.3.1 <i>Etudes préliminaires.....</i> | | 105 |
| II.3.2 <i>Excitation de la cavité</i> | | 106 |
| II.3.3 <i>Excitation du guide</i> | | 107 |
| II.3.4 <i>Discussion.....</i> | | 107 |
| II.4 <i>Approfondissement numérique : analyse en polarisation</i> | | 109 |
| II.5 <i>Conclusion</i> | | 110 |
| CH4.III FILTRE DIRECTIF | | 112 |
| III.1 <i>Mécanismes d'obtention de la directivité</i> | | 113 |
| III.2 <i>Illustration</i> | | 114 |
| III.2.1 <i>Directivité obtenue par modes de galerie</i> | | 114 |
| III.2.2 <i>Directivité obtenue par utilisation de modes stationnaires.....</i> | | 115 |
| III.3 <i>Alternatives!?</i> | | 117 |
| III.3.1 <i>Utilisation d'une cavité linéaire monorangée de type Fabry-Perot (Figure 32).</i> | | 117 |
| III.3.2 <i>Couplage par modes de galerie</i> | | 119 |
| CH4.IV CONCLUSION | | 120 |

CH4 SYTEMES CASCADES

Il ne s'agit pas seulement de guider la lumière, et qui plus est uniquement de manière rectiligne; ce que nous désirons in fine, c'est faire de la circuiterie photonique.

Faire de la "circuiterie photonique" à base de CP nécessite de domestiquer le comportement du photon dans le plan, c'est-à-dire de concevoir les briques de base de l'optique intégrée à base de CP, qui vont de la canalisation de la lumière (chapitre 3), au routage en passant par le filtrage en longueur d'onde..., et de réaliser ces fonctions sur des dimensions réduites. La lumière est censée prendre des virages (serrés!), se voir refuser l'accès de certains lieux (et repartir en sens inverse), enjamber des barrières pour rejoindre des itinéraires plus appropriés...

Ce chapitre est consacré aux briques de base qui constitueront le réseau "CP-routier", à savoir les virages, des dispositifs de filtrage par couplage latérale (la cavité est sur le côté comme les sémaphores et/ou sens interdits), et enfin des dispositifs de filtrage de type routeur (un échangeur d'autoroutes qui n'accepterait qu'une marque de véhicule!).

CH4.I Virage

Les espoirs théoriques, suscités par les premiers travaux numériques réalisés sur des structures à base de piliers semi-conducteurs dans l'air, menés par Mekis et al. [1, 2], n'ont pu résister aux contraintes expérimentales. Il a fallu se rendre à l'évidence : les virages CP réalisés sur des couches semi-conductrices (et non dans l'air!) sont caractérisés par des pertes verticales, mais aussi et surtout par des réflexions très pénalisantes en termes de composants [3-7]. Il est possible d'annuler ces réflexions par l'introduction de résonances, au prix toutefois d'une sélectivité en longueur d'onde (chromaticité) réduisant d'autant la gamme de fonctionnement du virage. Tout l'art et toute la difficulté résident par conséquent dans la conciliation de ce qui, au premier abord, semble inconciliable : résonance et achromaticité.

Pour visualiser clairement la problématique, nous nous servons dans un premier temps d'un modèle analytique issu de la théorie des modes couplés [8]. Nous analyserons alors la réponse d'un virage CP non "modélé" et tenterons d'apporter des solutions aux limitations des guides à CP.

I.1 Modélisation d'une cavité insérée dans un guide, par la théorie des modes couplés

Modélisons notre virage comme une cavité résonante insérée dans un guide (Figure 1). La théorie temporelle des modes couplés permet de prévoir le comportement d'une telle structure. Les notations employées ici sont celles utilisées par Manolatu et al [9]. Ce modèle traduit l'évolution temporelle de l'amplitude a du mode de cavité, de fréquence de résonance ω_0 , en fonction de l'amplitude des modes entrants, S_{+1} et S_{+2} , et sortants, S_{-1} et S_{-2} .

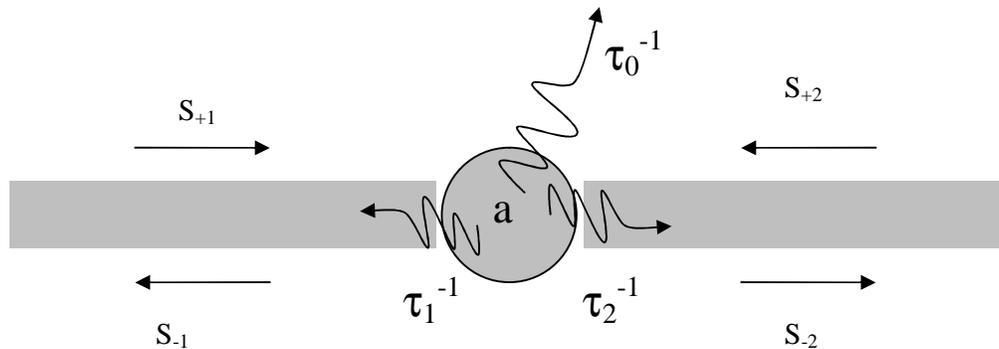


Figure 1 : Couplage axial d'une cavité résonante insérée dans un guide. Les notations sont celles utilisées dans la théorie des modes couplés.

$$\frac{da}{dt} = j\omega_0 a - \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_0}\right)a + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}}S_{+1} + \sqrt{\frac{2}{\tau_2}}S_{+2} \quad (1)$$

La conservation de l'énergie permet d'exprimer l'amplitude des modes guidés sortants en fonction de l'amplitude des modes guidés entrants et du mode de cavité.

$$S_{-1} = -S_{+1} + \sqrt{\frac{2}{\tau_1}}a \quad (2)$$

$$S_{-2} = -S_{+2} + \sqrt{\frac{2}{\tau_2}}a \quad (3)$$

τ_1 et τ_2 sont les temps de décroissance du mode de cavité dans le mode du guide situé respectivement avant et après la cavité. τ_1 et τ_2 traduisent la capacité du mode de cavité à se coupler avec plus ou moins de facilité aux modes du guide. La structure possède un axe de symétrie, et nous pouvons par conséquent alléger nos notations et écrire $\tau_1 = \tau_2 = \tau$. τ_0 est directement lié à la durée de vie du photon dans la cavité isolée (radiation et absorption)

A la résonance, la transmission et la réflexion du mode guidé s'écrivent alors.

$$T = \frac{1}{\left(1 + \frac{t}{2t_0}\right)^2} \quad (4)$$

$$R = \frac{\left(\frac{t}{2t_0}\right)^2}{\left(1 + \frac{t}{2t_0}\right)^2} \quad (5)$$

Le terme de pertes se déduit de $I=1-R-T$

$$I = \frac{\frac{t}{t_0}}{\left(1 + \frac{t}{2t_0}\right)^2} \quad (6)$$

Pour une cavité sans pertes intrinsèques ($\tau_0 \rightarrow \infty$), typiquement le cas d'une cavité simulée dans un modèle bidimensionnel (infini dans la troisième direction), et à la résonance, on

obtient, grâce aux relations (4) et (5), $T=1$ et $R=0$. Autour de la résonance, on conserve une transmission satisfaisante sur une gamme spectrale inversement proportionnelle à τ .

La réponse ($T=1$ et $R=0$) liée à la résonance mise en évidence ici nous permettra d'analyser plus facilement les études numériques qui vont suivre.

I.2 Modélisation FDTD 2D : banc numérique

Nous avons expliqué au chapitre 2 le choix de la méthode FDTD 2D indice effectif. Cette méthode illustrera et/ou validera l'adéquation des géométries avec les espérances théoriques, et ce pour un coût matériel et temporel très raisonnable. La principale limitation de l'approche indice effectif est la non prise en compte des pertes ($\tau_0 = \infty$) notamment dans la troisième direction. Or, dans le système membrane, la localisation du champ dans un résonateur induit une délocalisation des composantes du mode dans l'espace réciproque et on crée ainsi des composantes au-dessus de la ligne de lumière et donc fatalement à pertes. Ainsi considérer notre virage comme une cavité résonante sans pertes verticales, ne peut résister à une véritable approche 3D. Seules des simulations 3D seront à même de trancher sur le rôle des pertes du virage dans la troisième direction sur la réponse du système. Toutefois, l'étude réalisée en I.1 nous permettra de percevoir aisément le sens de variation de la réponse du dispositif selon les dynamiques de transfert présentes dans le système. Tout en conservant à l'esprit les limitations du calcul 2D, nous assimilons, en première approximation, les structures en cristal photonique sur membrane, à des structures en cristal photonique 2D infini, réalisées dans un matériau ayant pour indice celui du mode fondamental, suivant la méthode explicitée au chapitre 2.

Les méthodes adoptées, pour mener l'étude numérique, sont illustrées figure 2. Pour déterminer la réflexion liée au virage, nous optons pour la configuration de la figure 2a. La structure en cristal photonique est insérée entre 2 guides d'onde, d'accès et de sortie, de largeur adaptée à celle du W1. L'injection et la détection se font selon la procédure dite de l'approche guidée et explicitée dans la section II.2. du chapitre 2. Avec cette méthode, nous injectons directement le mode fondamental dans le W1, tout en minimisant les réflexions dues à l'interface guide plan/ guide W1. Cette configuration reste cependant limitée à la seule détermination de la réflexion. Le code n'autorise la détection avec cette approche que suivant les directions du maillage rectangulaire, rendant impossible la collection du signal transmis après le virage à 60° .

Pour pallier à cet inconvénient, nous adoptons plutôt l'approche source et détection ponctuelles pour évaluer la transmission (Figure 2b). L'excitation est réalisée à l'aide d'un

dipôle polarisé suivant l'axe perpendiculaire au guide, et la détection est effectuée en sortie du guide à 60° . Le spectre de transmission obtenu pour le virage subit un processus de normalisation qui incorpore la transmission obtenue le long du guide W1 droit.

En ce qui concerne les paramètres utilisés lors de nos différentes expériences numériques, un indice effectif n_{eff} de 2.6 a été choisi pour tenir compte de la troisième direction tandis qu'un facteur de remplissage de 40% est considéré pour le réseau triangulaire de "trous d'air".

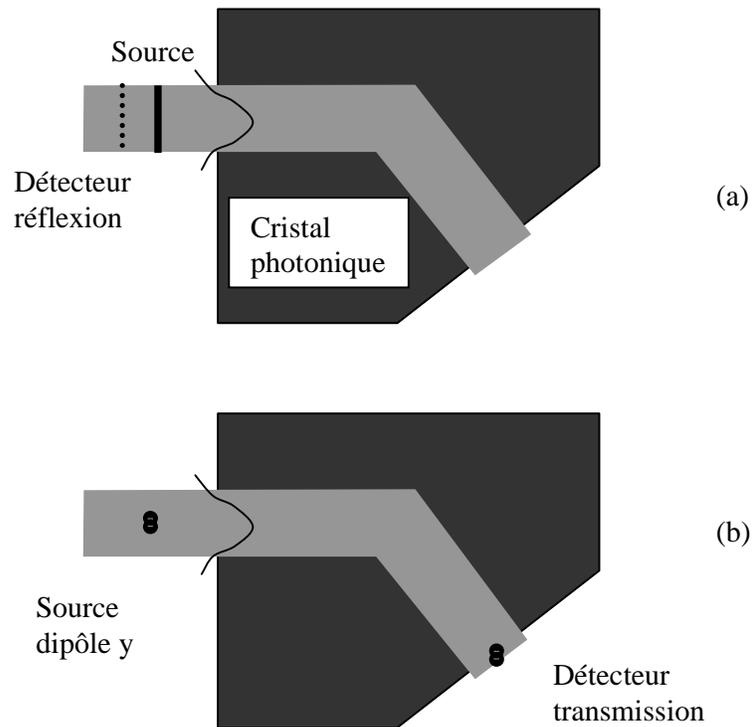


Figure 2 : Représentation schématique des deux méthodes injection/ détection employées dans les calculs FDTD réalisés, i.e. approche guidée (a) et approche source/ détection ponctuelle (b).

Les virages sont obtenus par la jonction de deux guides W1 dirigés suivant les axes ΓK et présentent un angle de 60° entre eux (Figure 3). Cette configuration nous assure un guidage monomode sur pratiquement toute la gamme spectrale couverte par la BIP (Figure 4). Par conséquent, dans cette plage fréquentielle monomode, le mode fondamental se trouve préservé d'un couplage à des modes d'ordre élevé au passage du virage, ce qui élimine d'emblée une source possible de pertes.

I.3 Virage référence à 60°

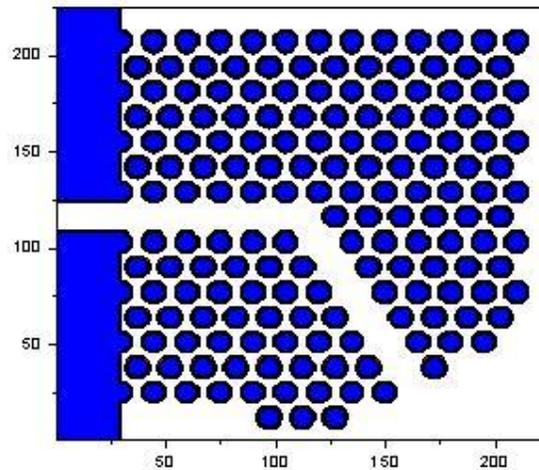


Figure 3 : Virage référence à 60°, constitué de guides W1 $f=40\%$, modélisé par FDTD

Nous traçons, sur la figure 4, le résultat de l'expérience numérique FDTD, réalisée sur le virage référence constitué de deux section droites formant un angle de 60° (Figure 3).

Nous reportons également sur la figure 4, la structure de bandes 2D-indice effectif, associée au guide W1, élément constitutif du virage, pour la gamme de fréquence associée à la BIP.

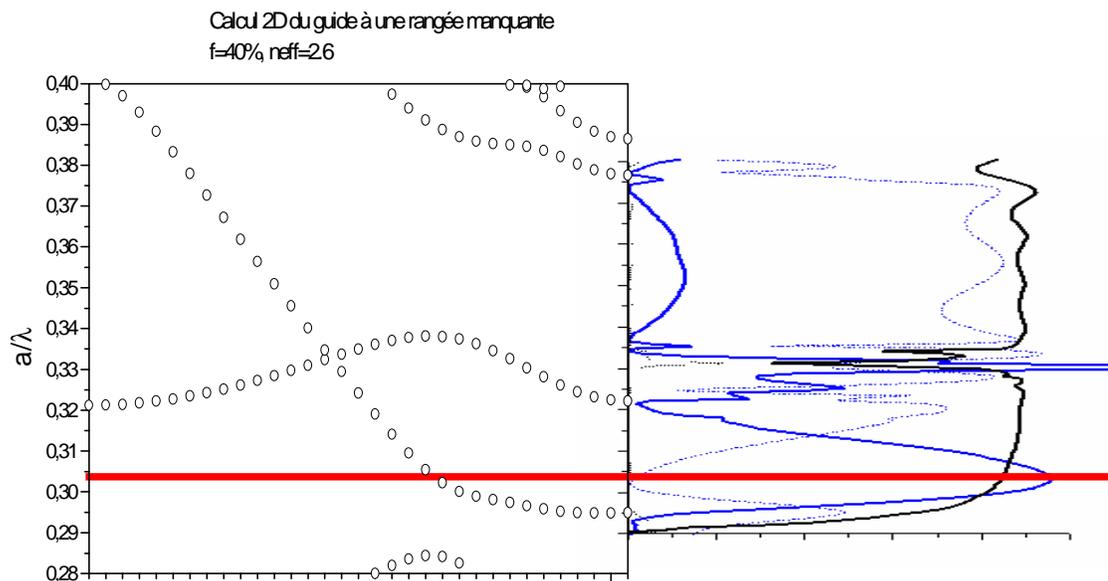


Figure 4 : Comparaison de la structure de bandes 2D-indice effectif du guide W1 ($f=40\%$) avec la réponse numérique FDTD du guide W1 et du virage 60°. La transmission du virage (trait bleu plein), la réflexion du virage (tirets bleus) et la transmission du guide W1 (noir) sont reportées. La fréquence de résonance liée au coude est mise en évidence (segment rouge).

Concentrons nous, dans un premier temps, sur la transmission du seul guide W1. La transmission élevée, est comme démontrée dans le chapitre 3, liée à la région monomode du mode fondamental. Pour $0.32 < a/\lambda < 0.34$, des creux de transmission apparaissent : ils proviennent du couplage parasite entre le mode fondamental et le mode antisymétrique, induit par le maillage du calcul FDTD. Parallèlement, la transmission du virage est supérieure à celle du guide droit (voire même supérieure à 1) dans la gamme bi mode; elle résulte de la procédure de normalisation qui ne peut pas être significative dans cette gamme spectrale, à cause de l'éventuel couplage parasite. En conséquence de quoi, nous focaliserons notre attention sur les gammes significatives, à savoir les gammes $[0.3-0.32]$ et $[0.34-0.375]$ liées à la gamme monomode fondamentale.

Dans ce régime, le coude se comporte comme la "cavité résonante couplée aux guides" décrite dans la section I.1 (ou l'équivalent d'un filtre Fabry-Perot unidimensionnel). Son couplage est sélectif en longueur d'onde. Nous observons, autour de la fréquence réduite $a/\lambda \approx 0.303$, une transmission unitaire et une réflexion nulle, caractéristiques, d'après le calcul effectué dans la section I.1, de l'existence d'une fréquence de résonance (il n'y a pas de résonance pour $0.34 < a/\lambda < 0.375$). La bande passante semble relativement large, traduisant le couplage relativement efficace du mode de cavité au mode du guide. La cartographie liée au mode de cavité, résonant à $a/\lambda \approx 0.303$, est difficilement visualisable. En effet, la transmission étant efficace, la cartographie résultante est un mélange du mode stationnaire au niveau du coude et de l'onde propagative (Figure 5).

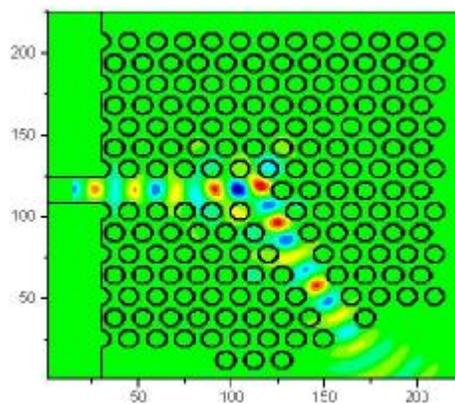


Figure 5 : Cartographie réalisée autour de la fréquence de résonance par FDTD 2D. La répartition spatiale résultante est un mélange du mode stationnaire lié au coude et de l'onde propagative injectée à l'entrée du guide (gauche).

On peut accentuer la résonance, en adjoignant artificiellement des miroirs à la cavité, dans le but d'augmenter la durée de vie du mode de cavité et ainsi visualiser l'allure de l'extension spatiale relative à la seule résonance de cavité (Figure 6).

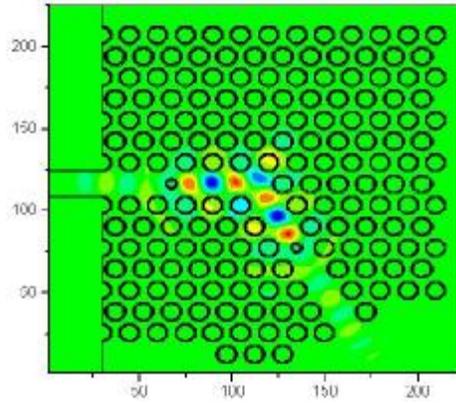


Figure 6 : Cartographie réalisée en accentuant la résonance du mode de cavité lié au coude (adjonction de petits trous)

Nous constatons que les lobes s'établissent de manière symétrique par rapport à l'axe de symétrie de réflexion du système. L'hypothèse considérant $\tau_1 = \tau_2 = \tau$ est, par conséquent, valide dans ce système. Les lobes épousent de manière relativement convenable la géométrie du système, et plus précisément celle des W1. La faible résonance du mode de cavité à 0.303 confirme le bon accord prévalant entre le mode de cavité et le mode fondamental du guide.

Nous venons de décrire l'ensemble des propriétés relatives au virage de référence à 60° , dans le cas bidimensionnel. Nous avons montré que le virage se comporte comme une cavité, et son couplage avec les guides est sélectif en longueur d'onde. Le couplage a lieu dans une région monomode du guide W1. Certes cette cavité semble peu résonante, mais elle est encore trop chromatique pour pouvoir être exploitée telle quelle dans un système cascadié.

Les études suivantes portent sur l'optimisation du coude pour le rendre moins chromatique.

I.4 Amélioration des designs

Le coude étant assimilable à une cavité résonante symétrique, les conclusions relatives à l'étude analytique par la théorie des modes couplés sont ici parfaitement appropriées. En 2D, le cahier des charges imposé à un virage est donc des plus simples : il consiste simplement à concilier de manière efficace, le couple "bande passante - transmission élevée (ou réflexion nulle)". La bande passante est, quant à elle, fixée par la durée de vie des photons dans cette

cavité...L'objectif est parfaitement ciblé : élargir la bande passante, et faire qu'elle présente si possible un profil plat en son sommet. Pour cela, plusieurs leviers sont à notre disposition.

I.4.1 Couplage de cavité et apodisation

L'idée n'est pas nouvelle : elle a été initialement développée dans le cas des guides CROWs (Coupled Optical Resonator Waveguide)[10]. La transmission ne se fait pas grâce à des processus conventionnels, mais par couplage évanescent d'une cavité à l'autre. Dans la pratique, ces résonateurs peuvent consister en des microdisques, ou des défauts dans un CP 2D en géométrie de guide d'onde. Pour un mode de cavité de symétrie n , tout virage d'angle $2\pi/n$ est dès lors assimilable à une configuration sans virage. La transmission théorique d'une telle configuration est par conséquent totale sur toute la gamme spectrale du mode. Les limitations du concept résident dans la beauté même du principe qui le sous-tend. La gamme de transmission est directement proportionnelle à l'intensité du couplage entre cavités. Un couplage trop faible résulterait en une gamme de transmission très fine. L'inconvénient d'un couplage faible ou d'une grande période est l'apparition d'ordres de diffractions supplémentaires au-dessus de la ligne de lumière. Un couplage très fort résulterait en une gamme très élargie (cas du guide W1, qui peut-être considéré comme issu de cavités H1 très fortement couplées), mais nécessiterait la prise en compte du couplage entre cavités non premières voisines, et aboutirait par conséquent à des résultats différents pour des configurations droites ou avec virage.

Notre approche est légèrement différente. Nous partons de la géométrie initiale du défaut, à savoir le virage référence. Nous avons montré qu'il était assimilable à une cavité peu résonante. Notre objectif est d'élargir la bande passante avec si possible une transmission plate sur le sommet. Une manière d'apodiser la réponse consiste à utiliser une cavité multimode, obtenue, par exemple, à l'aide de cavités fortement couplées. Cela correspondrait au cheminement décrit ci-dessous.

Imaginons la configuration suivante : la cavité résonante (le coude), couplée à deux résonateurs identiques, vibrant à des fréquences très proches de celle du coude, et positionnés de telle manière que les symétries soient conservées. Cette configuration résulte en un triplet issu du couplage de cavités. La bande passante est élargie. L'apodisation de la réponse est obtenue en dégradant la réflectivité des miroirs (τ_c , τ_v dégradés), qui résulte en un recouvrement des pics du triplet (Figure 7).

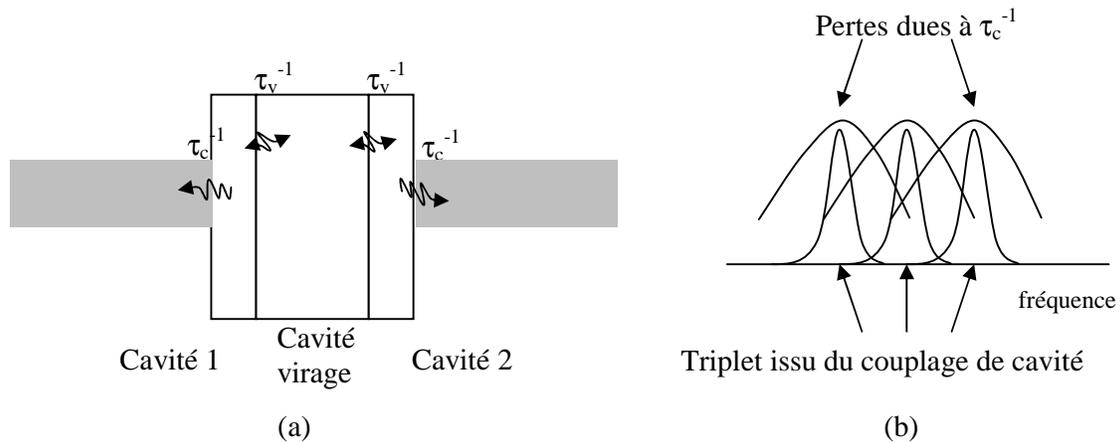


Figure 7 : Schéma de principe (a) et effets escomptés (b) d'une configuration "cavités fortement couplées" (entre elles et au guide).

De façon équivalente, on peut utiliser une cavité multimode, telle que celle présentée dans l'étude numérique Figure 8. Celle-ci représente la transmission et la réflexion obtenues numériquement sur le virage auquel on a adjoint des miroirs peu réfléchissants positionnés de telle manière que les symétries soient conservées. On constate le sensible élargissement de la bande passante mais surtout la nette amélioration du comportement de la réponse (réponse "quasi-porte" en noir), par rapport au virage référence (en bleu).

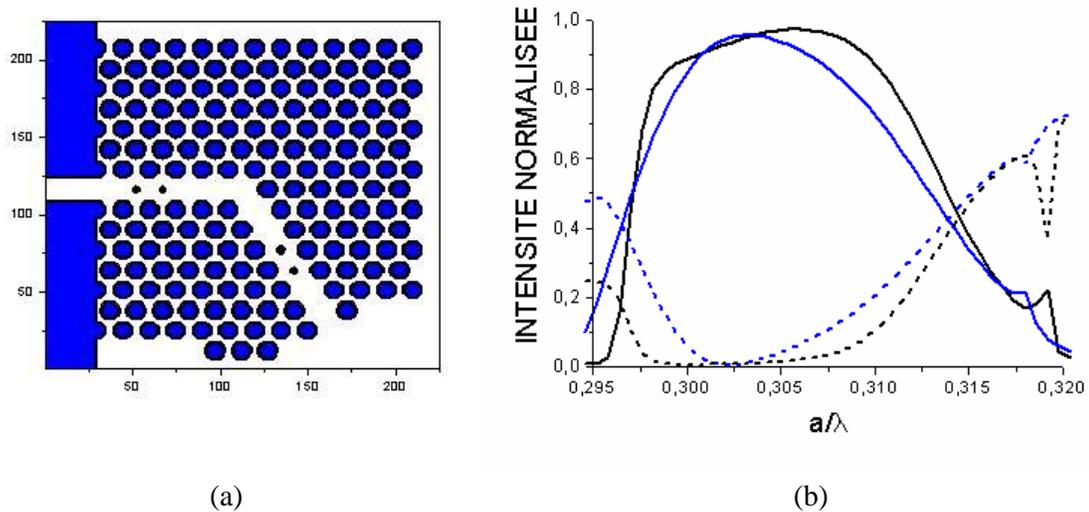


Figure 8 : Simulation FDTD d'un virage multimode (adjonction des petits trous) - schéma de la structure (a) et réponse obtenue (b) en transmission (trait noir), en réflexion (tirets noirs). La transmission (trait bleu) et la réflexion (tirets bleus) du virage référence sont également représentées.

Deux bémols sont à apporter à ce genre de configuration. Les dimensions requises pour les "trous-miroirs" (rayon de 50 nm) sont très critiques en termes de fabrication, d'autant plus que

les réponses sont très sensibles aux dimensions, et cette étude ne tient pas compte de l'influence des pertes dans la troisième direction sur la réponse du système. Nous reviendrons sur ce point crucial dans le paragraphe I.4.4

I.4.2 Amélioration de l'accord modal

De manière analogue à l'approche utilisée dans [11], où le virage résonant s'effectue par l'intermédiaire d'une cavité losange, on peut jouer sur la topologie du défaut pour contraindre le mode de cavité à adopter la configuration modale optimale qui assurera la meilleure compatibilité au mode du guide, et donc le τ le plus faible.

Le système de base reposant sur des guides W1, notre marge de manœuvre est assez réduite. Quoi qu'il en soit, nous avons montré que le mode de cavité lié au virage référence, dans la gamme [0.3-0.32], était "naturellement" relativement bien adapté à la géométrie du guide. On pressent, en regardant la forme spatiale du mode, que le stockage des photons (qui limite la bande passante), dans le cas du virage référence, est principalement dû à la localisation des lobes sur la pointe du coude, à l'extérieur du virage. Améliorer le recouvrement entre le mode propagatif et le mode de cavité passe par le nécessaire alignement des lobes du mode de cavité sur ceux du mode guidé. Pour cela, on peut tenter de ramener les lobes expulsés du virage vers l'intérieur du virage en ajoutant des trous sur l'extérieur du virage, comme présenté figure 9a, de telle manière que la largeur latérale effective de cette nouvelle cavité se rapproche de celle du W1.

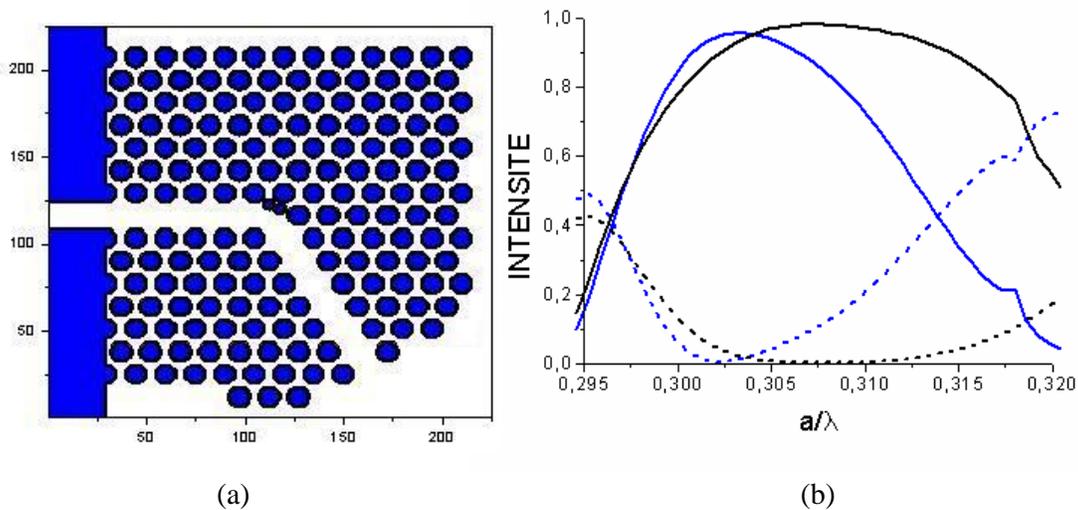


Figure 9 : Simulation FDTD d'un virage (adjonction de petits trous en périphérie externe du coude) représenté en (a) et réponse obtenue (b) en transmission (trait noir), en réflexion (tirets noirs). La transmission (trait bleu) et la réflexion (tirets bleus) du virage référence sont également représentées.

Les propriétés de transmission sont clairement améliorées avec cette configuration. L'accord modal semble très bon. Le mode propagatif n'est quasiment plus affecté par "l'accident" que représente le coude (cf cartographie Figure 10). La transmission (en noir) est unitaire sur toute la gamme relative au mode fondamental réfractif entre [0.3025 et 0.315]. Les bémols relatifs à la configuration précédente s'appliquent également à cette géométrie. On peut toutefois espérer que l'accord modal étant excellent, l'influence des pertes verticales, dans une véritable approche 3D, sera moindre dans cette configuration.

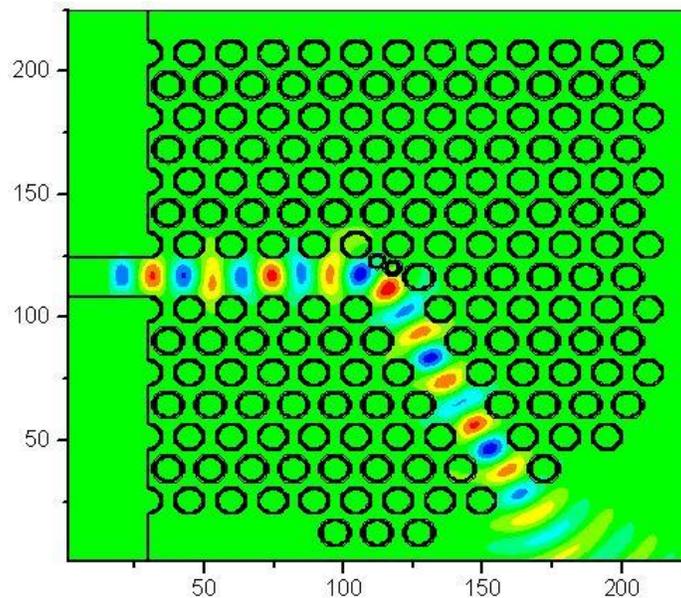


Figure 10 : Cartographie réalisée par FDTD, autour de la fréquence 0.307, de la structure représentée Figure 9.

I.4.3 Vers une transmission totalement achromatique?!

La recherche du compromis "réflexion nulle - large bande passante" s'est appuyée jusqu'ici sur la recherche de la topologie optimale, en termes d'accord modal entre le mode du guide et celui du coude. Sous-entendu, les améliorations éventuelles apportées aux propriétés de transmission, sont toujours relatives à une cavité résonante, et donc par définition toujours chromatiques. Nous venons de montrer, avec des considérations simples, des résultats traduisant des améliorations notables de la réponse liée à un virage : la largeur de la gamme spectrale de haute transmission pour un virage à 60° a été plus que doublée par rapport aux améliorations rapportées dans la littérature[12, 13]. Nous souhaiterions cependant utiliser

toute la gamme monomode y compris celle qui se situerait au-dessus de la ligne de lumière dans le cas 3D (gamme [0.34-0.37] Figure 4).

La seule issue possible pour transmettre sur toute la gamme monomode consiste, par conséquent, à revenir à une approche spéculaire, telle qu'elle se pratique conventionnellement en optique intégrée, ou autrement dit à tuer la résonance⁸ tout en se préservant des réflexions au virage.

Nous allons, avant d'envisager l'utilisation d'une approche spéculaire, rappeler les limitations de l'approche conventionnelle (cas de guides rubans par exemple) pour la réalisation de virages.

Nous pouvons distinguer trois sources de pertes dans une approche conventionnelle (source cours "optique intégrée" de l'INPG).

i. Les pertes par courbure

Certains rayons guidés, lorsque le guide est droit, verront leur angle de réflexion passer en dessous de l'angle limite de réflexion totale lorsque le guide se courbe et une partie de la puissance lumineuse sera ainsi réfractée à l'extérieur du guide à chaque réflexion (Figure 11). Dans le cas de virage à CP, ces pertes n'ont évidemment pas cours.

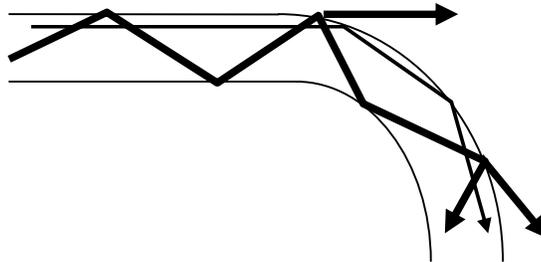


Figure 11 : *Pertes par courbure dans une approche conventionnelle*

ii. Les pertes par transition

Lorsque l'on couple un mode de guide droit dans un guide courbe, il va y avoir une efficacité de couplage inférieure à l'unité car le mode du guide courbe est décalé vers l'extérieur de la courbe (Figure 12a)

⁸ Cela revient à considérer une résonance caractérisée par une durée de vie $\tau \approx L_{\text{cav}}/V_g(W1)$, où L_{cav} est la taille effective du mode "résonant" et $V_g(W1)$ est la vitesse de groupe du mode guidé dans $W1$.

Deux stratégies sont souvent utilisées en optique guidée pour réduire ces pertes:

- La première consiste à décaler l'entrée du guide courbe par rapport au guide droit (Figure 12b). Lorsque le guide droit est décalé vers l'extérieur de la courbe, il anticipe le décalage que va subir l'onde en entrant dans le guide courbe et rend ainsi le couplage optimal entre guide droit et guide courbe.
- L'autre stratégie consiste à réaliser des guides à courbure continûment variable (Figure 12c) de manière à passer de manière adiabatique du guide droit à un guide courbe de courbure donnée. L'avantage de cette méthode est qu'elle peut aussi être optimisée pour réduire les pertes par courbure.

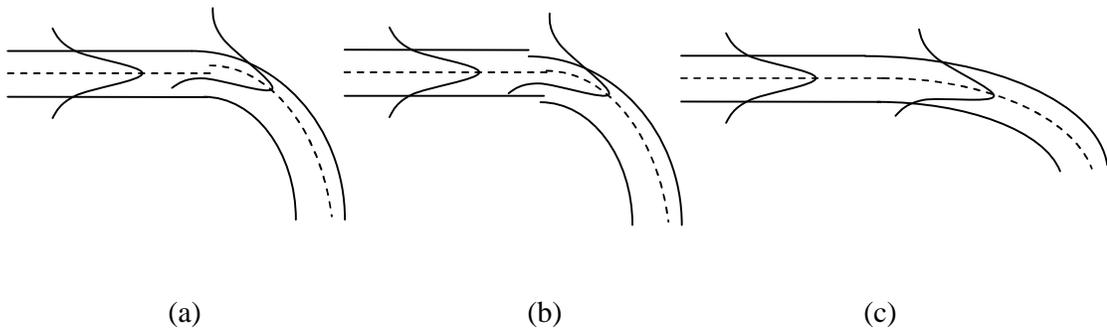


Figure 12 : Pertes par transitions dans un guide courbe conventionnel (a) – Configuration envisagée pour réduire ces pertes par décalage (b), ou par courbure continûment variable (c).

Mais il apparaît clairement que ces stratégies sont difficilement transposables à une réalisation de virages dans un CP2D (à fortiori avec des éléments constitutifs tels que les guides W1), et ne constituent d'ailleurs tout simplement pas une solution satisfaisante pour des applications compactes en optique intégrée.

iii. Les pertes par rugosité aux virages

Considérons la lumière convenablement installée dans le guide courbe, et respectant les conditions de réflexion totale interne dans cette portion : celle-ci n'est pas sauvée pour autant! Les rugosités vont induire un couplage entre les modes guidés et les modes radiatifs de la structure. Cela se traduit par des pertes, d'autant plus importantes que la fraction d'énergie lumineuse véhiculée à l'extérieur du guide est élevée.

Une approche combinant miroir à 45° et cavité faiblement résonante, développée au MIT, découle en des performances remarquables (transmission 98%, sur une bande passante de

10% autour de $1.55\mu\text{m}$) pour le virage à 90° dans une configuration à haut contraste d'indice [14].

Nous nous sommes inspirés de ces travaux, en adaptant l'usage du miroir à notre propre configuration. Nous insérons un miroir dans le virage de référence; le miroir est obtenu en creusant une tranchée d'air, orientée suivant les seconds voisins (donc à 30° par rapport à chacun des deux guide W1), au niveau de la pointe du coude du virage de référence (Figure 13).

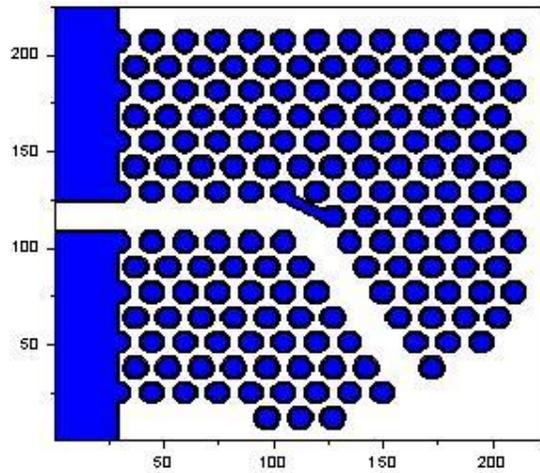


Figure 13 : Virage hybride combinant virage CP 2D et miroir classique (tranchée d'air en périphérie externe du coude).

Pour visualiser l'amélioration potentielle apportée par cette configuration, nous assimilons dans un premier temps la région CP à un matériau homogène de constante diélectrique donnée

$$\text{par } \epsilon_{\text{moyen}} \approx \frac{e_{\text{matériau}} e_{\text{air}}}{(1-f) \times e_{\text{air}} + f \times e_{\text{matériau}}} \approx 1.52$$

Le spectre de transmission est présenté figure 14 (la réflexion n'est pas représentée: elle est quasi-nulle sur toute la gamme d'étude). La courbe de transmission est caractérisée par une évolution non monotone d'aspect vallonné. La transmission est loin d'être complète et dans le même temps la réflexion est quantité négligeable. Les creux ou les affaissements de transmission sont bien issues du couplage aux virages des modes guidés aux modes radiés dans le plan, ce que confirme la cartographie présentée figure 14b.

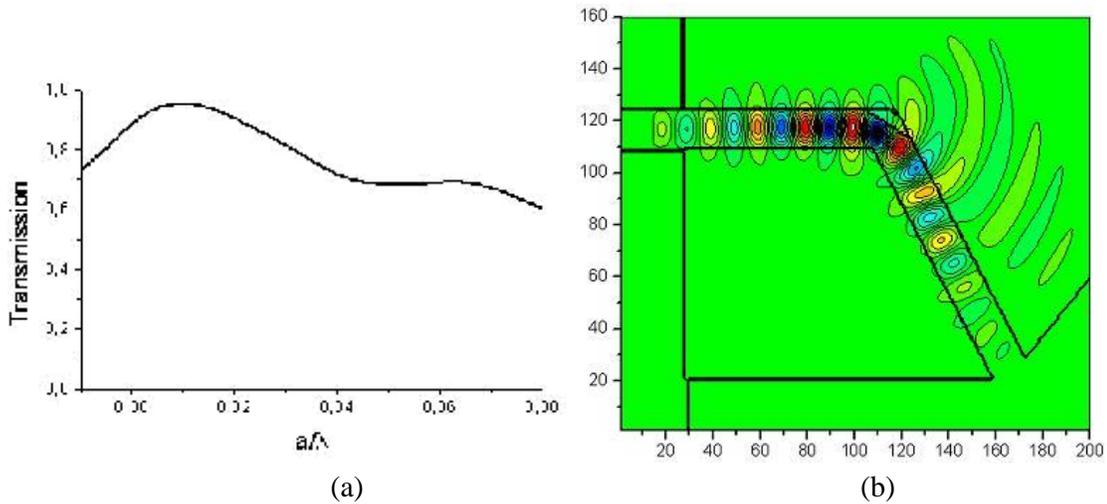


Figure 14 : Transmission FDTD (a) et cartographie associée (b) d'un virage de type classique (confinement par réflexion totale interne) doublé d'une tranchée d'air sur la périphérie externe du coude.

L'angle critique de réflexion totale pour une interface air- $SC_{n=2.6}$, comme le miroir (tranchée d'air) est de 22° . On peut estimer que la condition de réflexion totale sera toujours respectée dans la gamme spectrale liée à la BIP. Les causes des pertes sont donc plutôt à rechercher au niveau des points ii et iii (cf discussion sur les pertes dans une approche conventionnelle). Le point iii) peut sembler surprenant dans le cadre d'une simulation. Nous l'avons déjà mentionné: définir un motif quelconque possédant une orientation autre que x ou y (maillage rectangulaire) entraîne des "rugosités" numériques importantes et donc des couplages inévitables au continuum radiatif dans le plan (s'entend dans un système conventionnel). Le rôle de la BIP du CP prend du coup ici tout son sens. Si les pertes sont dues en majorité à une légère désadaptation modale et une fuite au continuum radiatif, renforcer le rôle du miroir ne peut-être que bénéfique⁹. Pour cela, on peut insérer le système conventionnel dans un miroir puissant : le CP2D (Figure 13). On obtient un système hybride, qui n'est pas sans nous rappeler le système hybride proposé par Désières et al [15] mais appliqué à un défaut rectiligne (plus précisément pour le guide W1). On peut voir le résultat d'une telle manipulation (Figure 15) sur le spectre de transmission relatif au dispositif de la figure 13. Pour bien visualiser l'apport de cette géométrie particulière sur l'amélioration de la réponse d'un virage, nous confrontons cette courbe à la transmission du virage référence (courbe bleue), et la réponse relative au virage conventionnel, sans CP environnant (en trait fin noir).

⁹ Noter bien le terme "renforcer" : on n'intervient pas sur la directivité du miroir "tranchée d'air", on ne fait que renforcer sa réflexion spéculaire.

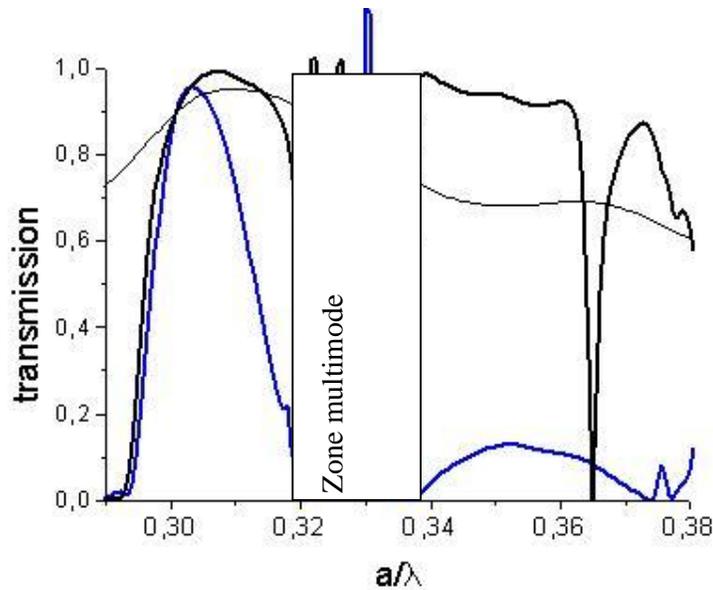


Figure 15 : Réponse obtenue par simulation FDTD du virage hybride représenté figure 13 en transmission (trait gras noir). La transmission du virage de référence (trait gras bleu) et celle du virage conventionnel sans CP environnant (trait fin noir) sont également représentées.

Cette géométrie "hybride", en dehors des régions particulières multimodes, contribue sans conteste à une très nette amélioration de la réponse du virage. Ceci suggère plus globalement que les structures optimales en termes d'application sont peut-être intermédiaires entre les structures classiques (guidage purement réfractif) et celle à guidage par CP2D.

Ces résultats portent à croire que l'obtention d'un virage totalement achromatique, à base de CP de trous d'air dans une matrice diélectrique¹⁰, est finalement envisageable.

I.4.4 Et la troisième direction?

Nous n'avons fait qu'effleurer la notion de pertes dans la troisième direction éventuellement induites par le virage. Elle est pourtant déterminante pour la réponse finale du dispositif. La prise en compte de la troisième direction dans les simulations FDTD ne se traduit pas inévitablement par une simple dégradation de la transmission au profit de pertes radiatives, mais le caractère à fuite du virage peut se révéler par une baisse de la transmission au profit de la réflexion [12]. Cette constatation, a priori surprenante, est toute entière contenue dans les équations (4-5-6). Avec ces équations, on peut se rendre compte que si la cavité est extrêmement fuyante ($\tau_0 \ll \tau$), la cavité peut jouer le rôle de réflecteur parfait (transmission et pertes radiatives nulles!). Si la constante de décroissance liée aux pertes intrinsèques de la

¹⁰ Certes, la démonstration n'est réalisée que dans une configuration 2D et dans la gamme monomode.

cavité égale la constante de temps relative aux couplages aux guides, alors nous nous retrouvons avec une répartition des réponses privilégiant la transmission et les pertes radiatives (4/9 chacune), 1/9 de la puissance restante étant réfléchi.

Mais si la compatibilité modale du mode de cavité avec les modes du guide est optimale, autrement dit si $\tau \ll \tau_0$, alors on peut estimer que les pertes radiatives n'auront qu'un impact relativement limité sur la réponse du dispositif.

Et dans le cas où l'on supprime toute possibilité de stockage du photon dans la région du virage, alors la troisième direction n'a aucune influence, en termes de pertes, sur la réponse du système. On peut donc être relativement confiant sur la nature plus que robuste du virage à miroir vis-à-vis des pertes dans la troisième direction.

I.4.5 Association de virages et coupleur 1 vers 2

Dans un circuit intégré photonique, on conçoit qu'une association de virages soit plus que nécessaire. Etudier un double virage revient en toute rigueur à étudier deux cavités couplées (les virages) par l'intermédiaire d'une troisième (la section entre les deux virages). Nous n'allons pas développer le modèle type modes couplés pour cette configuration, mais nous réalisons sans difficulté que la réponse d'un tel système sera plus "structurée" (courbe noire Figure 16) que la réponse du simple virage (courbe bleue Figure 16): elle dépendra en l'occurrence des relations de phase supplémentaires imposées par la présence de la section intermédiaire (résonances éventuelles dans la cavité intermédiaire qui dépendent de la taille effective de cette cavité et de la réflectivité des virages, interférences dues aux allers-retours de l'onde guidée dans cette cavité...).

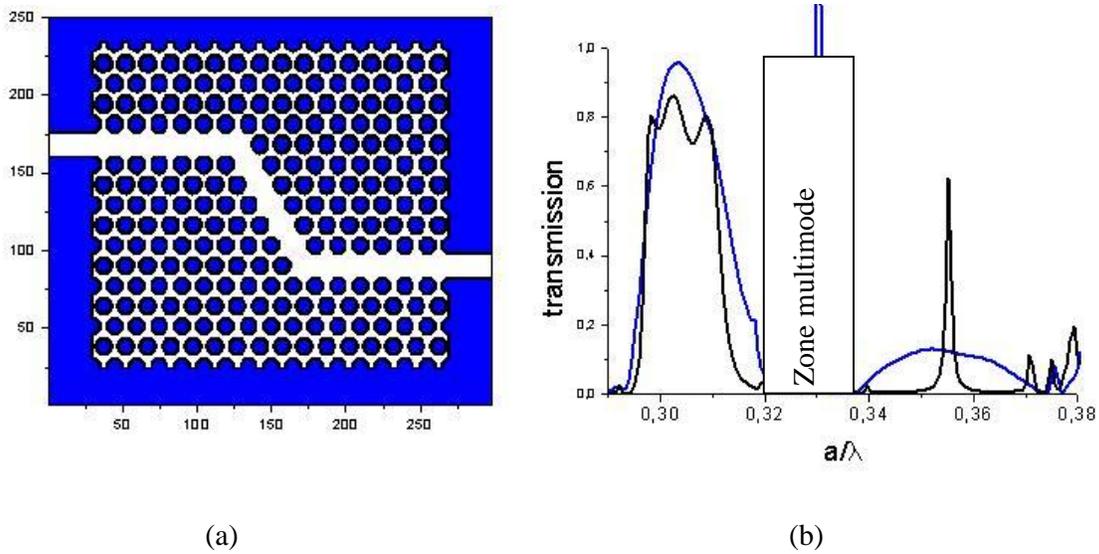


Figure 16 : Simulation FDTD du double virage représenté en (a) et réponse obtenue (b) en transmission (trait gras noir). La transmission du simple virage de référence (trait gras bleu) est également représentée.

Par contre, si on rend le simple virage "transparent", ou autrement dit, si le simple virage n'induit aucune perturbation, alors il en ira bien évidemment de même pour le double virage. C'est ce que montre en l'occurrence la simulation FDTD (courbe rouge Figure 17, à comparer de la réponse du double virage non aménagé en noir).

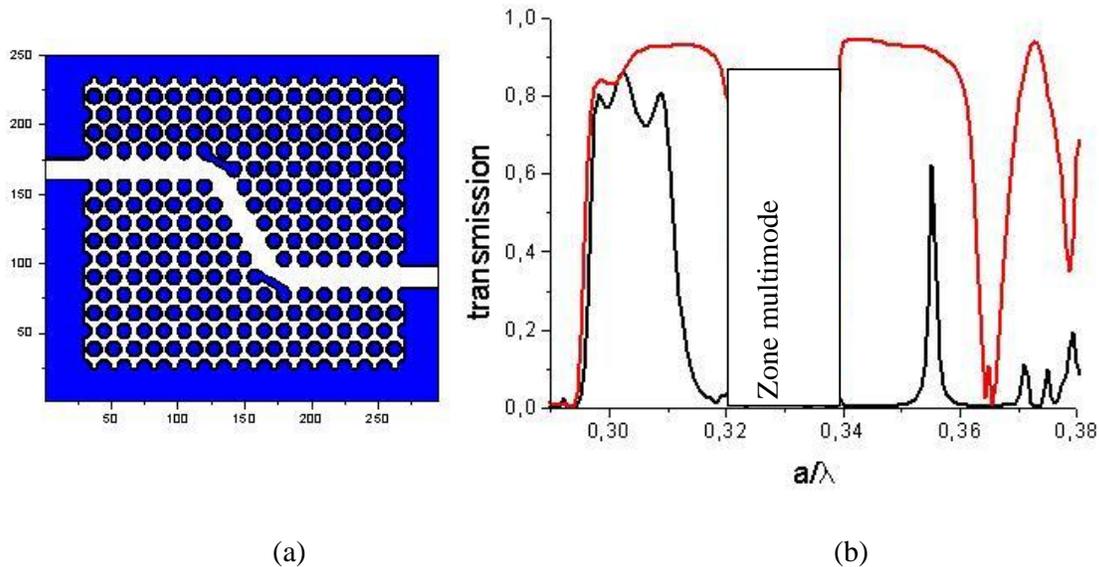


Figure 17 : Simulation FDTD du double virage hybride représenté en (a) et réponse obtenue (b) en transmission (trait rouge). La transmission du double virage CP 2D de la figure 16 (trait noir) est également représentée.

Le concept de miroir classique associé à un miroir CP peut également s'appliquer avec bonheur aux dispositifs types répartiteur de puissance (Figure 18a). La réponse d'un tel système est tout à fait convenable (Figure 18b). Dans la gamme monomode, on peut estimer que la puissance transmise est globalement partagée équitablement dans les deux ports de sortie, alors que la puissance réfléchie est presque nulle. Certes, la dissymétrie de la réponse est apparente et souligne le rôle prépondérant de la technologie (la dissymétrie géométrique à l'origine de la dissymétrie de la réponse ne peut provenir que du maillage, ou autrement dit des "rugosités" numériques). L'équipartition du signal est donc très sensible à la conception du design.

Une cartographie réalisée à $a/\lambda \approx 0.31$ (Figure 19) avec ce coupleur, permet de mieux percevoir l'aptitude de ce répartiteur à assumer convenablement sa fonction.

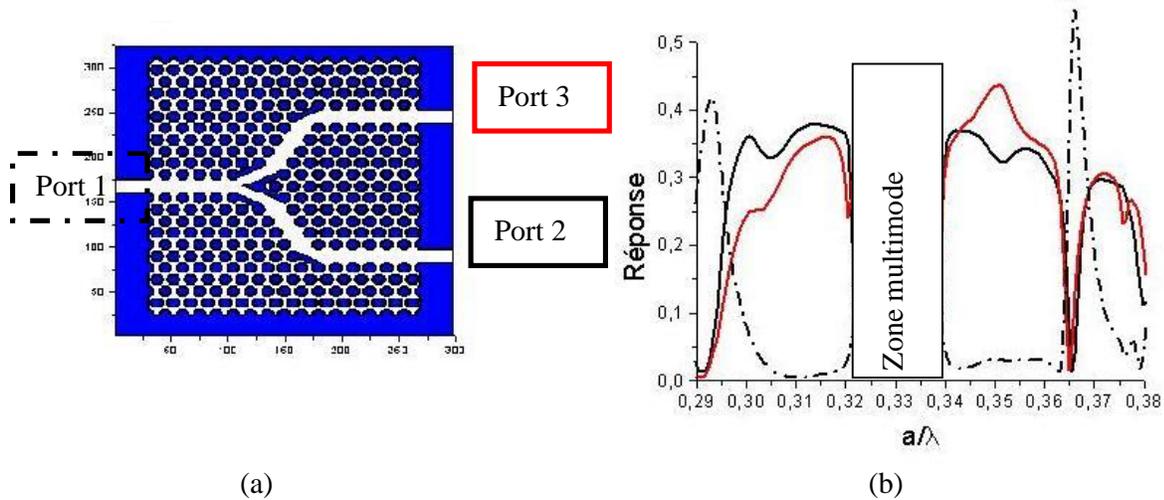


Figure 18 : Simulation FDTD du coupleur 1 vers 2 représenté en (a) et réponse obtenue (b) en transmission vers le port 2 (trait noir) et 3 (trait rouge), en réflexion vers le port 1 (tirets-points noirs).

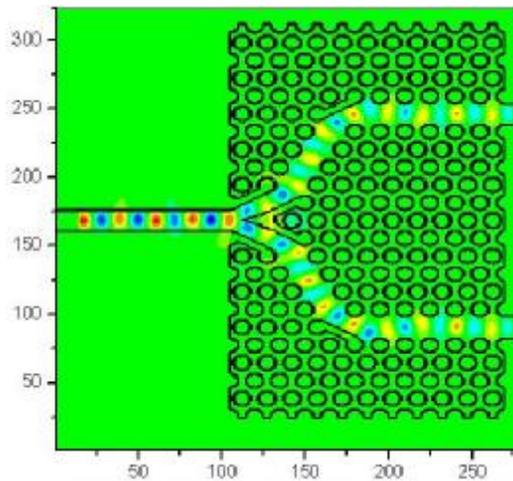


Figure 19 : Cartographie réalisée aux alentours de la fréquence 0.31 pour un coupleur 1 vers 2.

I.5 Conclusion sur les virages

L'une des premières épreuves jalonnant la longue quête du Graal, à savoir l'obtention de virage par CP2D extrêmement serré, s'est avérée plus périlleuse que les espoirs suscités ne le laissaient présager. La compréhension des processus de transmission au virage progressant, et pointant la difficulté d'obtention d'une réponse satisfaisante (les améliorations rapportées dans la littérature sont généralement laborieuses, voire peu significatives, dans tous les cas limitées en bande passante), a eu progressivement raison de la ferveur initiale des pèlerins. Dans le même temps, les progrès réalisés sur la conception de virages très compacts sans intervention de CP (photonic wires) [14], semblaient donner un avantage certain à l'approche classique. Nous avons cependant proposé, dans cette étude, plusieurs leviers susceptibles d'améliorer les conditions de transmission au virage CP 2D. Nous prônons plus particulièrement l'usage d'un virage de type hybride qui autorise, selon les premiers résultats numériques, une transmission efficace sur toute la gamme monomode, et a priori sans pertes significatives dans la troisième direction. De façon plus générale, les structures optimales en termes d'application seraient peut-être intermédiaires entre les structures classiques (guidage purement réfractif) et celles à guidage par CP2D. Des premiers lots sont en cours de conception pour fabrication.

CH4.II Couplage latéral entre un guide et une cavité résonante

Dans ce chapitre, nous étudions le couplage mutuel entre une microcavité et le guide W1 réalisé dans un réseau CP2D sur membrane InP. Des processus de couplage sont mis en évidence et analysés, grâce au banc de PL guidée décrit dans le chapitre 2, en générant successivement les modes du guide W1 et les modes de la cavité, et en étudiant les réponses spectrales locales du système. Des simulations FDTD et des mesures de PL en polarisation confirment et complètent la compréhension. Les mesures présentées dans cette étude ont été réalisées au LPM par Y. Désières. Nous entamons l'étude par la description de ce système dans le cadre de la théorie des modes couplés [8].

II.1 Modélisation par la théorie des modes couplés

Reprenons la modélisation façon mode couplée, adaptée cette fois-ci à une cavité résonante couplée à un guide par le coté (Figure 20). τ_0 désigne la constante de temps du mode de cavité isolée, τ_t est la constante de temps associée au processus de couplage entre la cavité et le guide, et "a" l'amplitude du mode de cavité.

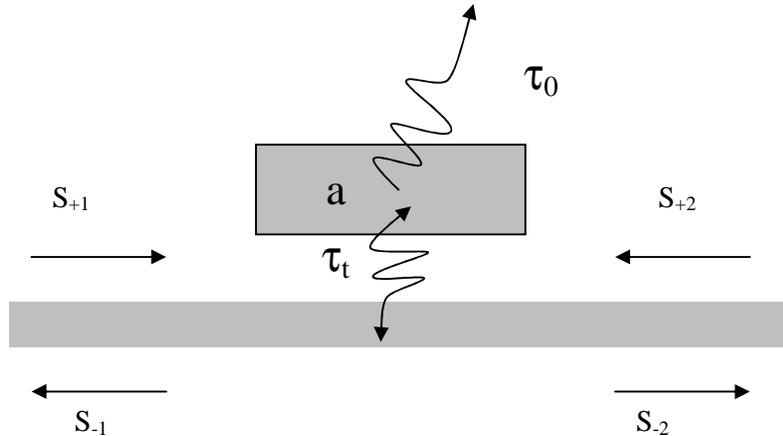


Figure 20 : Couplage latéral d'une cavité résonante avec un guide. Les notations sont celles utilisées dans la théorie des modes couplés.

L'équation (1), reliant l'évolution de l'amplitude du mode de cavité "a" aux ondes entrantes et sortantes, reste inchangée. Par contre les équations (2) et (3) deviennent :

$$S_{-1} = S_{+2} - \sqrt{\frac{2}{t_t}} a$$

$$S_{-2} = S_{+1} - \sqrt{\frac{2}{t_t}} a$$

Plaçons-nous dans le cas où on excite le mode guidé S_{+1} . A la résonance, la transmission et la réflexion du mode guidé s'écrivent respectivement :

$$T = \left[1 - \frac{t_0}{t_t + t_0} \right]^2$$

$$R = \left[\frac{t_0}{t_t + t_0} \right]^2$$

Le terme traduisant les pertes du signal: $I_{rad} = 1 - R - T$, s'écrit:

$$I_{rad} = \frac{2t_0}{t_t + t_0} \times \left[1 - \frac{t_0}{t_t + t_0} \right]$$

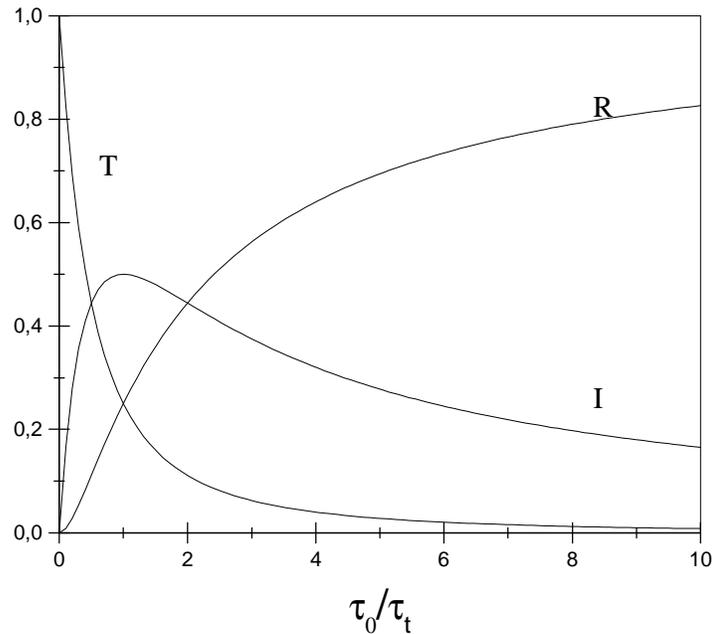


Figure 21 : Evolution du coefficient de transmission (T), de réflexion (R) et des pertes (I) dans le cas d'un couplage latéral guide-cavité en fonction du rapport entre les taux de décroissance dans le guide et dans le continuum radiatif.

La figure 21 retrace l'évolution de ces trois grandeurs en fonction du rapport τ_0/τ_t .

Schématiquement nous pouvons dégager 3 régimes de fonctionnement distincts en fonction des dynamiques de transfert.

- $\tau_t \gg \tau_0$

Cela correspond au cas d'une cavité dont la résonance est "tuée" par les pertes intrinsèques (fuites dans la troisième direction et absorption). Dans ce cas, le mode guidé ne "sent" pas la cavité, puisque l'on est dans l'incapacité de générer suffisamment de photons pour susciter des phénomènes d'interférences. La cavité est alors transparente pour le mode guidé et la transmission du mode guidé est totale.

- $\tau_t \approx \tau_0$

Dans ce cas, les pertes au continuum radiatif (et l'absorption) représentent la moitié du bilan final, tandis que le signal restant se partage à égalité entre la réflexion et la transmission.

- $\tau_t \ll \tau_0$

La durée de vie du photon dans la cavité est beaucoup plus grande que le taux de décroissance dans le mode guidé.

C'est typiquement le cas d'une source alimentant un guide, si la lumière est générée à partir de la cavité. Si au contraire, on génère la lumière en entrée de guide, on s'attend à retrouver une réflexion importante, d'autant plus importante que τ_0 sera faible¹¹ (ou autrement dit que les pertes intrinsèques de la cavité seront limitées). On peut également noter que dans ce régime de fonctionnement, les pertes radiatives seront toujours plus importantes que le signal transmis.

A l'instar de l'étude sur les virages, la réponse liée aux dynamiques de transfert mise en évidence ici nous permettra d'analyser plus facilement les résultats qui vont suivre.

II.2 Structure d'étude – méthode d'analyse

Le réseau CP2D triangulaire est défini par les paramètres suivant : paramètre de maille $a=560\text{nm}$, facteur de remplissage entre 35% et 40%. Ces paramètres permettent d'ouvrir une large bande interdite approchant les 500nm pour le mode TE autour des 1500nm.

La structure sur laquelle repose cette étude est représentée Figure 22. Il s'agit d'une cavité rectangulaire correspondant à l'omission de 3 rangées finies de trous dans le CP, associée à un

¹¹ Dans le cas d'une structure bidimensionnelle, donc sans perte dans la troisième direction, la réflexion est totale à la résonance.

guide W1. La cavité et le guide sont séparés par 3 rangées de trous. Nous disposons, à titre de référence, d'une cavité isolée, produite sur le même échantillon, et présentant donc des paramètres très proches de ceux du système couplé.

La configuration verticale a été décrite au chapitre 2. Il s'agit d'une membrane suspendue d'InP, comprenant un puits d'InAsP situé à mi-membrane, dont la PL se situe aux alentours de 1500nm. La membrane est suspendue au-dessus d'une cavité d'air d'épaisseur $1.16\mu\text{m}$ ($\sim 3\lambda/4$). L'étape de sous gravure particulière pour cette configuration a permis d'éliminer en partie la zone active le long du guide W1 (cf chapitre 2). Le guide W1 peut être considéré comme passif, et donc peu absorbant aux longueurs d'onde considérées. La taille relativement importante de la cavité a permis de conserver une région active suffisante pour pouvoir générer de la lumière. La génération de la lumière se fera par conséquent soit en entrée de guide (point I), soit dans la cavité (point C) (Figure 22).

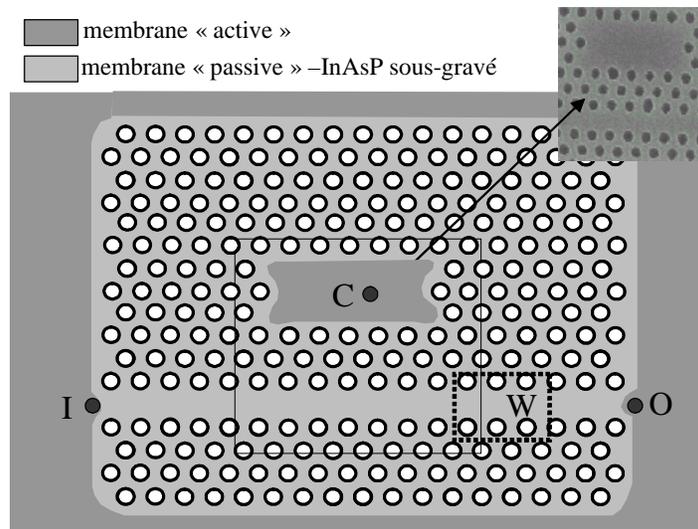


Figure 22 : Représentation schématique du système couplé guide-cavité étudié. L'insert est une micrographie MEB de cet objet.

Les caractérisations sont effectuées grâce au banc de PL guidée-découplée [15] décrit dans le chapitre 2. Le réseau de découplage usuellement exploité pour extraire localement le signal transmis à travers le guide est remplacé ici par un trou, de diamètre $1\mu\text{m}$ à peu près, intentionnellement percé dans la membrane en sortie de guide (point O). Des mesures sont également réalisées sur les pertes provenant de divers endroits de la structure.

II.3 Résultats expérimentaux

II.3.1 Etudes préliminaires

Les premières études ont permis de déterminer les caractéristiques de chaque brique de base composant le système couplé.

Nous présentons, Figure 23, le calcul 3D ondes planes associé au guide W1 de facteur de remplissage 40%. Nous avons reporté en grisé la région dans laquelle nous démontrerons des processus de couplage. Celle-ci correspond à la gamme 1425-1550nm ($\approx 0.36 < a/\lambda < 0.393$). Les modes guidés accessibles dans cette région sont le mode "réfractif" fondamental et le mode antisymétrique (en rouge).

La Figure 24a représente le spectre de PL associé aux pertes de diffraction de la cavité seule. Il résulte de la taille relativement importante de la cavité une très haute densité de modes caractérisés par des facteurs de qualité variant de 200 à 1500. Cette disparité dans les Q illustre la grande variété de modes susceptibles d'être générée dans une telle cavité.

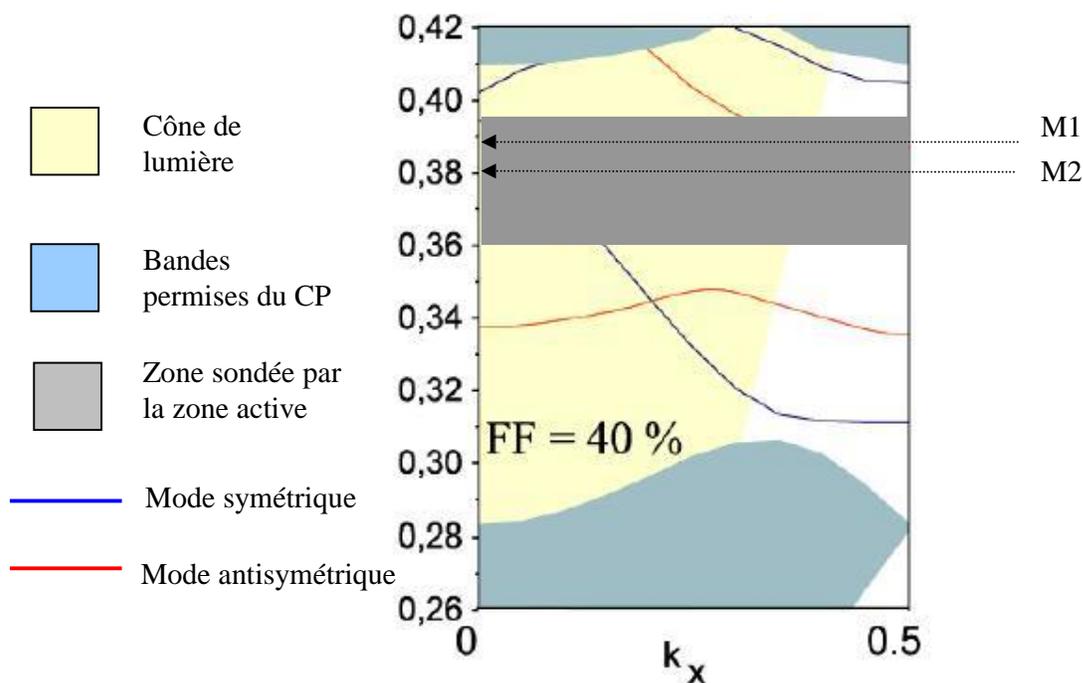


Figure 23 : Structure de bandes (calcul 3D ondes planes) d'un guide W1 de facteur de remplissage 40%. La bande grisée horizontale représente la région dans laquelle des processus de couplage guide-cavité (M1 et M2) sont mis en évidence. Source GES.

II.3.2 Excitation de la cavité

Sur la figure 24, nous avons également reporté les spectres de PL associés au système couplé, avec un pompage réalisé en C. Une partie du signal généré en C est couplé au guide, puis partiellement radié hors du plan lors de sa propagation dans le guide (par exemple en W) et finalement extraite en sortie de guide (mesure en O). Les spectres réalisés en W et O révèlent ainsi qu'un mode (M1), caractérisé par un $Q \sim 500$ et une longueur d'onde de 1445nm, a été transféré de la cavité vers le guide puis guidé le long de ce guide.

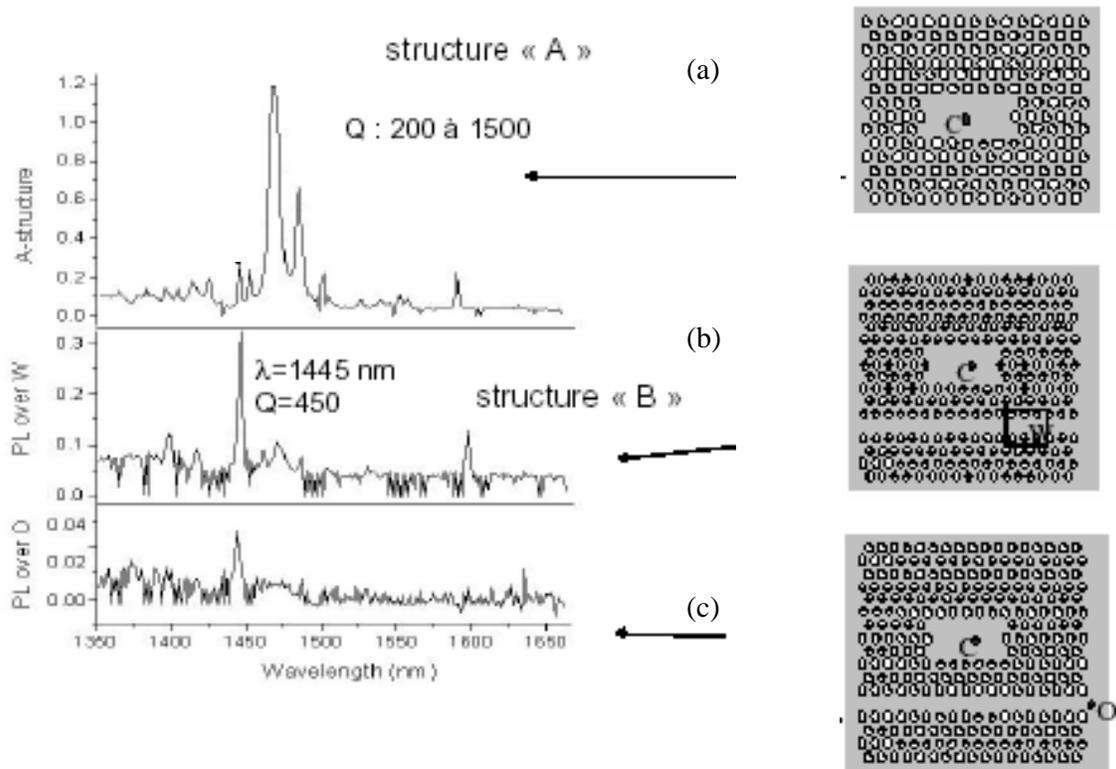


Figure 24 : Spectres de PL pour un pompage réalisé au centre de la cavité, en C, pour la cavité seule (a), pour la cavité couplée au guide et détection dans le guide, en W (b) ou détection en sortie de guide, O (c). Collaboration LPM [15].

Afin d'être sûr d'attribuer ce mode à un mode de cavité transféré dans le guide, une mesure, couplée à une détection sur une région correspondant à la région W du système cascadié, a été réalisée sur la cavité seule. Aucun signal n'a été détecté. Nous pouvons donc conclure que le mode M1 est bien un mode guidé issu du couplage efficace du signal de la cavité vers le guide.

II.3.3 Excitation du guide

L'expérience consiste ici à exciter le dispositif en entrée de guide, au point I. Les résultats font clairement état d'une extraction sélective de la lumière guidée, réalisée au moyen de la cavité, à la longueur d'onde 1470 nm (Figure 25).

- Lorsque nous analysons les pertes liées à la cavité (en tiret), nous constatons l'existence d'un mode de cavité (M2) à 1470nm ($a/\lambda \sim 0,38$ sur la figure 23), caractérisé par un Q proche de 300.
- Dans le même temps, l'analyse spectrale du signal transmis à travers le guide au point O, fait apparaître un creux de transmission qui coïncide spectralement avec le mode de cavité.

L'apparition de ce mode de cavité (M2), qui rayonne dans la troisième direction, ne peut provenir que du transfert d'une partie de la lumière guidée vers la cavité.

Par contre, aucune particularité associée à M1 ne se détache de ces spectres.

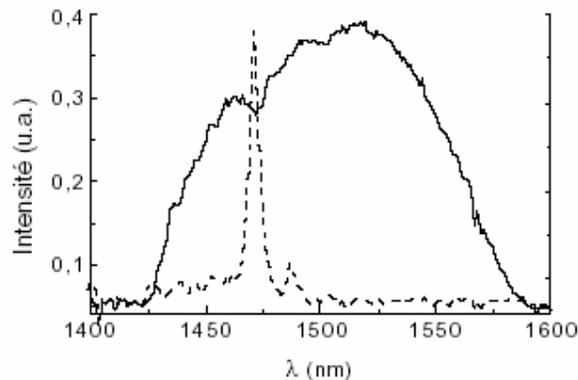


Figure 25 : Spectre de PL du système couplé guide/ cavité – excitation en entrée de guide et détection en C (tirets) ou O (trait plein).

II.3.4 Discussion

Les résultats expérimentaux révèlent sans aucune ambiguïté possible deux processus de couplage fondamentalement différents. Les résultats établis dans la section II.1 vont nous permettre de discuter et de mieux appréhender leur origine.

- Cas de M2

Avec l'aide de la figure 25, nous estimons la chute de signal à la résonance entre 10% et 20% par rapport à la transmission non résonante. Ainsi, avec (1) et sachant que $Q_0 \approx 300$, nous pouvons évaluer le facteur de qualité associé au transfert à $Q_t \approx 2500$ à 5000 . Avec (3), nous déduisons que 10% à 20% du signal guidé a été couplé à la cavité, et radié dans l'air.

Nous sommes dans le cas $\tau_t \gg \tau_0$. Cependant, le temps de décroissance lié aux pertes intrinsèques de la cavité n'est pas négligeable vis-à-vis de la constante de temps liée au couplage guide cavité, pour pouvoir occulter l'influence de cette cavité sur la réponse globale du système. Le système se comporte ici comme un photo-détecteur : 80% à 90% du signal injecté en entrée est directement transmis, 10% à 20% est radié par l'intermédiaire de la cavité, et seulement moins de 1% du signal est réfléchi.

- Cas de M1

Ce cas est d'une interprétation plus délicate. En effet, au paragraphe II.3.1, nous avons rapporté un transfert efficace de la cavité vers le guide. Etant donnée la très haute densité de modes dans la cavité, il est difficile de déterminer le Q_0 du mode de cavité associé à M1. On peut cependant sans risque affirmer, au vu du couplage efficace de la cavité vers le guide, que la constante de temps associée au couplage guide-cavité est inférieure (ou au moins égale) à la constante de temps associée aux pertes intrinsèques de la cavité ($\tau_t \leq \tau_0$). En générant la lumière en entrée de guide, on s'attend à retrouver une réflexion sérieuse à la résonance, et par conséquent un creux en transmission important. Mais aucun creux n'apparaît sur la figure 25.

Où se situe donc la méprise ? Rappelons que le modèle développé en section II.1 est, par hypothèse, associé à un guide monomode. Or, nous constatons sur la structure de bandes que la région spectrale concernée par ce couplage est potentiellement multimode. Au mode fondamental, s'ajoute le mode antisymétrique sous la ligne de lumière. Que se passerait-il donc expérimentalement si le guide était multimode ?

Si nous excitons la cavité, le signal généré est préférentiellement couplé au mode antisymétrique du guide (dû à l'extension spatiale plus importante du mode antisymétrique) avec $\tau_0 > \tau_t$. Celui-ci est ensuite détecté en W et O. Nous reproduisons le processus décrit

figure 24b et 24c dans le paragraphe 4.II.3.2. Par contre l' excitation à l' entrée du guide en I entraîne un couplage efficace aux modes symétriques du guide. Rien n'oblige les dynamiques de transfert associées au couplage entre la cavité et le mode guidé symétrique à être identiques à ceux mis en œuvre entre la cavité et le mode guidé antisymétrique. Visiblement à cette longueur d'onde, le couplage d'un mode guidé symétrique avec le mode de la cavité est particulièrement ardu, ce qui se traduit par $\tau_0 < \tau_1$. Du coup, les pertes de la cavité deviennent prépondérantes vis-à-vis du transfert guide-cavité. Comme nous l'avons décrit dans II.1, la cavité devient transparente, et la transmission est à nouveau complète. C'est ce que nous observons Figure 25.

II.4 Approfondissement numérique : analyse en polarisation

Nous avons souligné notre incapacité à identifier précisément les modes de la cavité. Pour remédier en partie à cette imprécision nous avons eu recours à un calcul FDTD 2D. Ce calcul est plus spécifiquement destiné à évaluer les distributions spatiales associées aux modes de cavité issus du couplage avec un signal provenant du guide.

La figure 26 représente les cartographies des composantes E_x et E_y du champ électrique associées à deux modes de cavité pour lesquels un couplage guide-cavité est possible. On constate pour le mode $\lambda = 1458$ nm, que le couplage s'effectue en conservant la polarisation privilégiée E_y du mode guidé. Quant au second mode de cavité excité, $\lambda = 1443$ nm, il semble lui être préférentiellement polarisé suivant E_x . Le dernier couplage est fondamentalement associé à un mécanisme de Bragg, induit par la corrugation du guide. Le mode d'un guide périodique est constitué d'une série de composantes couplées les unes aux autres par la périodicité du guide. Seule la composante caractérisée par un faible k parallèle pourra se coupler efficacement à ce mode de cavité polarisé suivant E_x . La cavité va jouer le rôle d'une perturbation supplémentaire pour le guide corrugué, qui va ainsi favoriser une redistribution des k_x du mode guidé en faveur de sa plus faible constante de propagation. En termes de polarisation, on peut parler par abus de langage d'une conversion de polarisation du mode guidé de E_y vers E_x . La fraction guidée "convertie" peut dès lors se coupler au mode de cavité présentant une distribution spatiale et une fréquence compatibles.

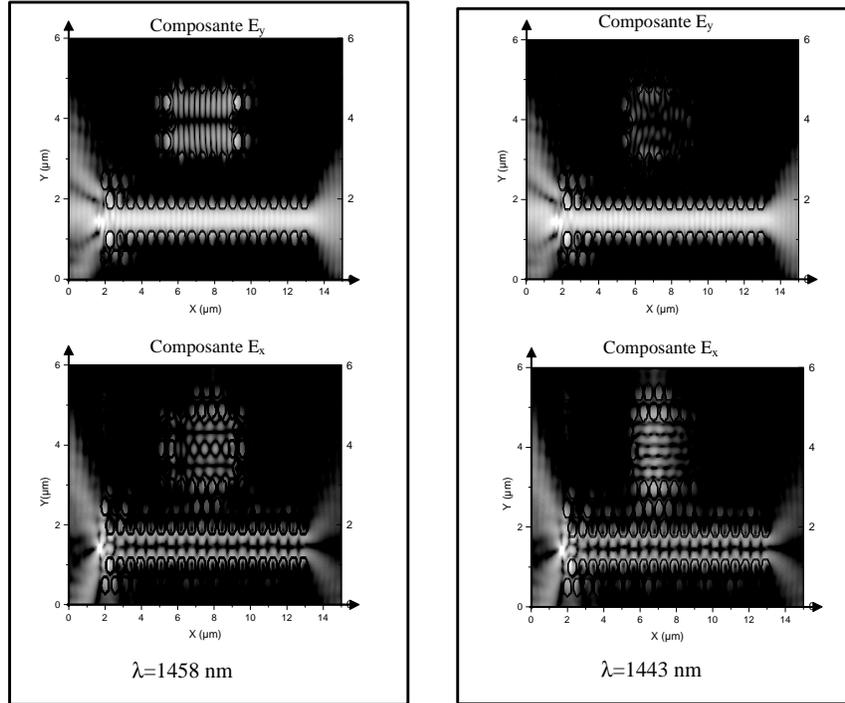


Figure 26 : Composantes E_y (sur le haut) E_x (sur le bas) obtenues par FDTD2D, avec une excitation en entrée de guide I. Deux modes sont visualisés. L'un à 1458nm (gauche), l'autre à 1443nm(droite)

Afin de déterminer les mécanismes de couplage intervenant dans M2, des mesures de PL résolues en polarisation ont été réalisées au LPM. Ces mesures ont montré le caractère prédominant de la polarisation E_x pour ce mode de cavité, suggérant un couplage par la composante k_x de plus bas ordre. Un tel processus faisant intervenir la corrugation dans le mécanisme de couplage (entre un guide W3 et une cavité hexagonale) a déjà été observé [16]; le transfert vers la composante de bas ordre était alors assuré par des zones d'anti-croisement, issues du couplage du mode fondamental à un mode d'ordre supérieur.

Ces mesures n'ont pu aboutir pour M1, du fait des pertes très limitées dans l'espace libre pour ce mode de cavité.

II.5 Conclusion

Nous avons démontré un effet de couplage de la cavité vers le guide et du guide vers la cavité. En particulier, dans le cas où on injecte un mode à l'entrée du guide d'onde, une partie de la lumière est extraite vers un mode à pertes de la cavité. Nous avons démontré une extraction

(partielle) sélective de la lumière guidée, autrement dit un filtrage de type "drop" [17, 18]. Si l'on pompe la microcavité elle-même, il est possible de générer des modes fortement résonants, qui présentent un couplage plus efficace vers le guide d'onde que vers le continuum de modes rayonnés verticalement. Il s'agit d'un fonctionnement de type microsource couplée à son guide de sortie. Ces résultats expérimentaux, obtenus avec des dispositifs non optimisés, montrent la faisabilité de systèmes à base de filtres sélectifs en longueur d'onde, et de microsources photoniques à CP 2D communiquant avec un guide.

CH4.III Filtre directif

Les résultats présentés en amont montrent la faisabilité de systèmes à base de filtres sélectifs en longueur d'onde. Sur la base de ces premiers résultats, nous concevons actuellement des dispositifs plus complets de type filtre "add and drop", pour lesquels, outre la sélectivité du transfert guide-cavité, la directivité est cruciale et doit être maîtrisée. Ce dispositif élémentaire de la technologie WDM (« Wavelength Division Multiplexing Systems ») est fondé sur la mise en œuvre d'un résonateur optique accordé sur la longueur d'onde sélectionnée parmi celles se présentant à l'entrée du filtre. Le schéma de principe est représenté Figure 27. Il s'agit d'assurer le transfert résonant d'une longueur d'onde λ_i entre 2 guides. Une solution couramment proposée en microphotonique pour assurer cette fonction élémentaire est de type microdisque ou microanneau (figure 27). Il s'agit d'un couplage évanescent résonnant sur les "modes de galerie" du disque. Si cette cavité est suffisamment petite, de façon à répondre aux spécifications WDM, alors il est théoriquement possible d'extraire une et une seule longueur d'onde d'un canal sans affecter les autres canaux. Les performances du résonateur (et donc du dispositif) sont liées aux rugosités des flancs du disque, d'autant plus critiques que la cavité est petite [19]. Elles induisent des pertes par couplage aux radiations dans le plan. Pour se s'affranchir de ces limitations, on peut-être tenté d'utiliser les CPs. Nous allons décrire dans un premier temps les mécanismes d'obtention du couplage directif dans un cadre général. Nous illustrerons ensuite l'apport ou les limitations éventuelles des CP, dans des configurations censées assurer la directivité, par des simulations FDTD.

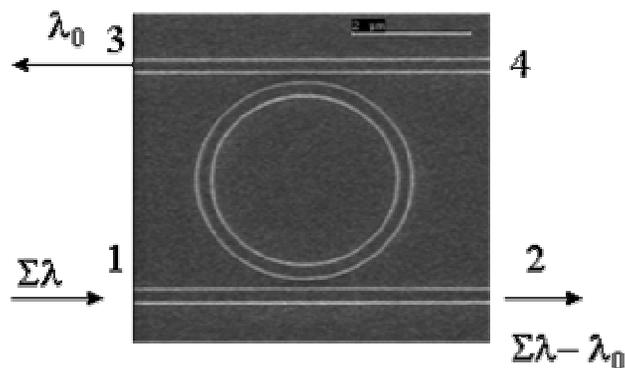


Figure 27: schéma de principe du filtrage "addition-soustraction" apposé sur une micrographie MEB d'un filtre en "anneau".

III.1 Mécanismes d'obtention de la directivité

Avant de décrire les conditions qui permettent le couplage directif, commençons par considérer le cas d'une cavité monomode, cavité supportant un mode stationnaire à une fréquence donnée, insérée entre deux guides, dénommés respectivement bus (correspondant au guide d'injection) et receveur (guide qui recueille le signal extrait du guide d'injection) (cf Figure 28).

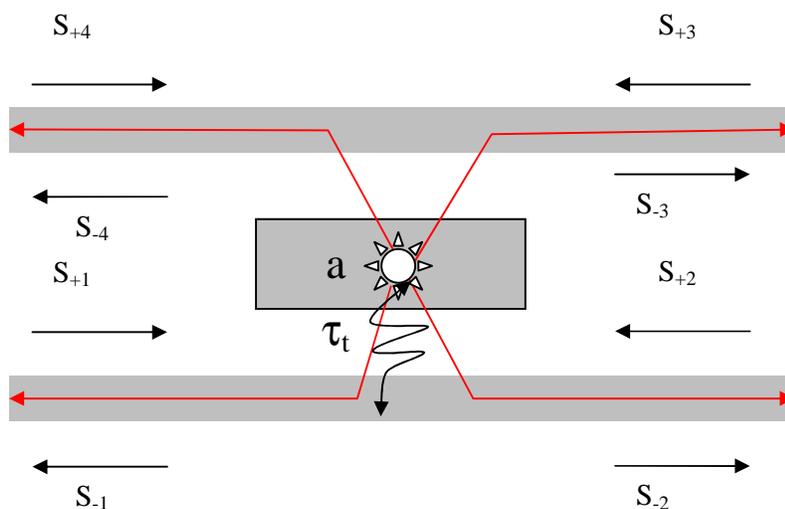


Figure 28 : Cavité, supportant un mode stationnaire, insérée entre 2 guides. Cette cavité redistribue $\frac{1}{4}$ de la puissance lumineuse dans chaque port. Les notations utilisées sont celles utilisées dans la théorie des modes couplés.

Considérons le cas de la cavité sans pertes intrinsèques (qui désignent toutes les pertes autres que celles dans les canaux de communication). L'amplitude de l'onde propagative injectée, S_{+1} , alimente à la résonance, le mode de cavité. Celui-ci n'a aucune raison de se désexciter en privilégiant un canal de fuite quelconque parmi les quatre à sa disposition. Le quart¹² de la puissance lumineuse initialement injectée dans le dispositif est redistribué dans chaque port. Ce genre de cavité n'est clairement pas adapté à une fonction de type extraction directive.

Quelle est la réponse souhaitée pour un filtre directif? On désire que toute la puissance injectée soit redistribuée, à la résonance, entièrement dans l'un des deux ports du guide receveur. En termes de réponse du système, cela se traduit par:

¹² La structure est considérée symétrique.

$$|R|^2 \equiv \left| \frac{S_{-1}}{S_{+1}} \right|^2 = 0$$

$$|T|^2 \equiv \left| \frac{S_{-2}}{S_{+1}} \right|^2 = 0$$

$$|STav|^2 \equiv \left| \frac{S_{-3}}{S_{+1}} \right|^2 = 1 \quad \text{ou} \quad 0$$

$$|STar|^2 \equiv \left| \frac{S_{-4}}{S_{+1}} \right|^2 = 0 \quad \text{ou} \quad 1$$

avec R, réflexion directe, T, transmission directe (dans le bus), STav, signal transféré vers l'avant (port 3 du guide receveur), STar, signal transféré vers l'arrière (port 4 du guide receveur).

Le signal réfléchi provient de la décroissance du mode de cavité dans le port 1. Pour supprimer le signal réfléchi, le signal provenant de la décroissance du mode de cavité doit nécessairement interférer destructivement avec un second signal en opposition de phase. Cela nécessite par conséquent l'emploi d'un deuxième mode de cavité (on est toujours à fréquence fixée) de symétrie opposée par rapport à l'axe perpendiculaire au guide.

Le signal est complètement transféré dans le guide receveur si on élimine à la fois la réflexion (on vient de voir comment) et la transmission directe. Le signal transféré (avant et arrière) doit donc être égal au signal d'entrée. Or, comme le signal transmis directement provient du signal d'entrée et de la décroissance des résonances, cela suppose que les résonances se vident de manière similaire dans le bus et le guide receveur, ce qui nécessite un axe de symétrie parallèle aux guides. C'est la parité des modes résonants suivant cet axe de symétrie qui va déterminer la directivité du système. Le transfert s'effectue vers l'avant si les modes ont la même parité, et vers l'arrière si les modes ont une parité opposée

III.2 Illustration

III.2.1 Directivité obtenue par modes de galerie

L'exemple le plus connu d'un tel mécanisme est le micro anneau déjà cité [20]. Cela peut sembler surprenant de considérer le mode "tournant" ou mode de galerie (visiblement propagatif) dans le disque, comme issu de la contribution de deux modes stationnaires. Pour s'en persuader, faisons l'expérience de pensée suivante: prenons l'anneau de départ de longueur L, et infligeons lui la présence d'un miroir de réflectivité R (Figure 29).

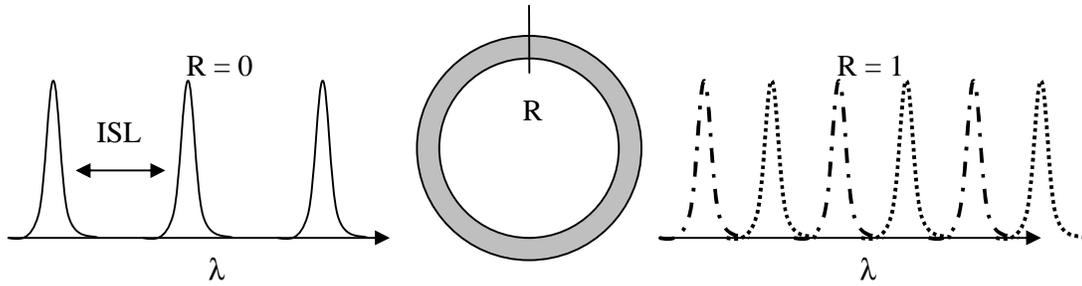


Figure 29 : Exemple d'un anneau qui subirait la présence d'un miroir plan de réflectivité R – Conséquence sur la levée dégénérescence du mode de galerie.

La condition de phase pour l'anneau sans présence du miroir ($R=0$) est $kL=2p\pi$.

Pour un mode de galerie se "propageant" à la vitesse de groupe V , l'intervalle spectral libre (ISL) entre modes stationnaires sera défini par $ISL_{R=0} = (\lambda^2 \times V) / (c \times L)$.

La condition de phase pour l'anneau avec un miroir parfait ($R=1$) est $2kL=2p\pi$, et l'ISL correspondant vaut, par conséquent, $ISL_{R=1} = (ISL_{R=0})/2$. La densité d'états est deux fois plus importante. Nous venons de mettre en évidence une levée de dégénérescence. Le mode de galerie du microanneau ou microdisque, est donc un mode doublement dégénéré (avec des solutions en "cos" et en "sin"), qui répond aux exigences de symétrie pour assurer un transfert directif vers l'arrière.

III.2.2 Directivité obtenue par utilisation de modes stationnaires

Une deuxième façon pour obtenir deux modes résonants de symétrie opposée par rapport à l'axe perpendiculaire aux guides consiste à coupler deux cavités identiques monomodes (figure 30) [9, 21].

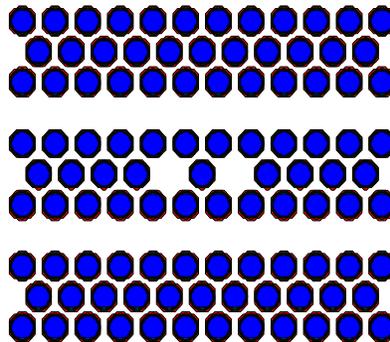


Figure 30 : Solution des cavités couplées.

Les modes symétriques (S) et antisymétriques (AS) sont une combinaison linéaire des deux modes simplement dégénérés, combinaison issue non seulement du couplage mutuel entre les cavités mais aussi du couplage indirect par l'intermédiaire des guides. Chaque mécanisme de couplage sépare la fréquence du mode symétrique et antisymétrique, mais dans des directions opposées. On peut donc forcer un rétablissement accidentel de la dégénérescence en ajustant le couplage des cavités résonantes avec les guides de manière à annuler la levée de dégénérescence issue du couplage mutuel. Une condition supplémentaire porte sur la manière dont chacun de ces modes doit communiquer avec les guides, plus précisément sur le débit (ou plutôt sur la vitesse) avec lequel la communication entre les deux guides s'établit par l'intermédiaire de chacun des modes. On se rend bien compte que les deux processus doivent se dérouler de façon totalement synchronisée. En effet, si par exemple le mode S est très rapidement excité et se désexcite tout aussi rapidement, alors que dans le même temps l'excitation du mode AS débute à peine, cela revient à décrire le processus lié à une cavité monomode seule. En termes de dynamique de transfert, cela se traduit par des facteurs de qualité identiques pour chacun des deux modes de cavité (dynamique de transfert équilibré), ce qui nécessite l'ajustement d'une distance appropriée entre cavités.

Si la fonction de transfert d'un système à deux modes s'apparente à une Lorentzienne, la généralisation à plus de deux modes (nombre pair) permet l'obtention d'une réponse de type porte, plus à même de répondre aux spécifications de filtrage du signal [22].

Les CP semblent, à première vue, parfaitement adaptés pour ce genre de procédé. Le couplage résonant entre guides à travers des défauts localisés insérés au sein d'un CP 2D en vue de réaliser des filtres "add-drops" a été proposé et même breveté par l'équipe du MIT [21]. Cependant, ces défauts doivent être dimensionnés avec une extrême précision pour que le transfert soit directif et complet, ce qui est à l'évidence très contraignant voire inenvisageable sur le plan technologique. Récemment l'IEMN de Lille a proposé un dispositif "démultiplexeur trois couleurs" particulièrement prometteur, fondé sur l'utilisation d'une structure de couplage double branche à base de cavités couplées (cf Figure 31). L'inconvénient principal demeure dans la réflexion résiduelle persistante aux longueurs d'onde non démultiplexées. On peut craindre également des pertes relativement importantes dans l'espace libre, qui risquent de fortement dégrader les performances du filtre, voire de compromettre la fonction même du dispositif (on risque de se retrouver avec un photo-détecteur). Un composant basé sur cette approche est en cours de fabrication.

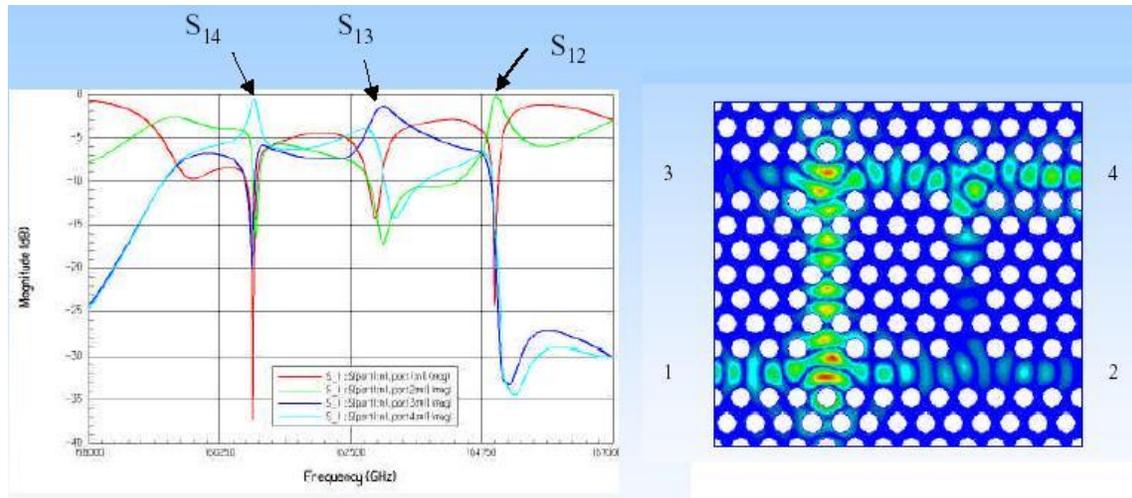


Figure 31 : Démultiplexeur 3 couleurs fondé sur l'utilisation de cavités couplées et branches interférentielles. Source IEMN.

III.3 Alternatives!?

III.3.1 Utilisation d'une cavité linéaire monorangée de type Fabry-Perot (Figure 32).

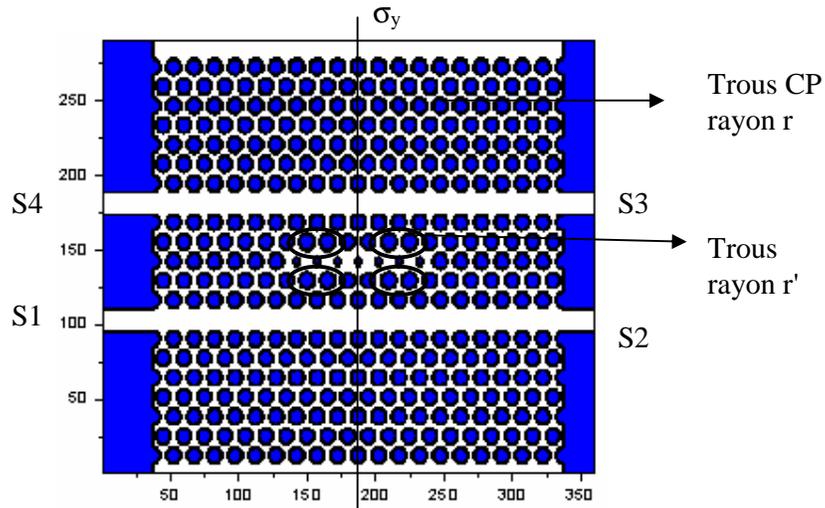


Figure 32 : Filtrage directif par cavité linéaire monorangée de type Fabry-Perot

La cavité résonante s'apparente ici à un guide fermé de la famille des W1 étudiés au chapitre 3. Ce genre de cavité peut exhiber des pertes relativement limitées dans la troisième direction, ce qui est indispensable dans une configuration planaire. Mais Pourquoi revenir sur une configuration de type cavité monomode, dont on a assuré qu'elle était fondamentalement non directive? Concentrons nous dans un premier temps sur le fonctionnement d'une telle cavité.

Si la relation de dispersion relative au mode "guidé" de la cavité (ici au mode guidé dans le défaut monorangée) est linéaire, alors les modes résonants de cette cavité FP sont répartis sur un peigne fréquentiel régulier qui provient de la condition de résonance (cf. chapitre 3). Pour être un peu plus précis, les modes résonants sont répartis sur deux peignes réguliers distincts, chaque peigne étant relatif à une symétrie de modes contraire par rapport à σ_y (Figure 33a). A une fréquence de résonance donnée, nous observerons une redistribution de 25% de la puissance lumineuse dans chaque port. Mais en présence de dispersion, les modes longitudinaux ne sont plus régulièrement espacés en fréquence. Par conséquent, si l'on parvient à constituer un milieu avec la dispersion appropriée, en utilisant les singularités (points d'inflexion) des courbes de dispersion liées au guide CP (Figure 33b) et en modifiant éventuellement localement la topologie de la cavité, on peut favoriser le rétablissement de la dégénérescence pour une fréquence donnée et donc en principe le transfert résonant.

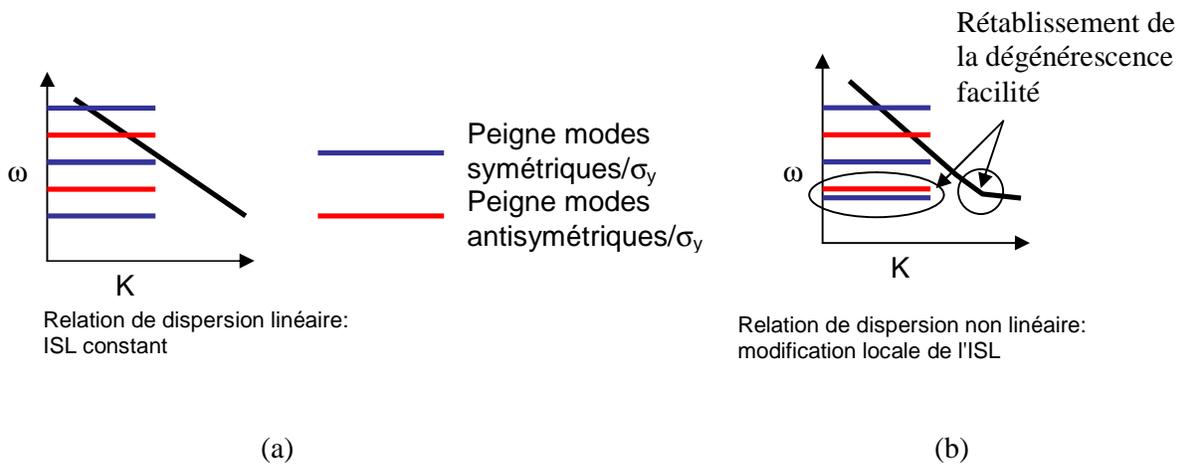


Figure 33 : Illustration schématique du mécanisme aidant au rétablissement d'une dégénérescence initialement levée (a). Utilisation des particularités de la courbe de dispersion d'un guide fermé CP 2D dans ce but (b).

Nous illustrons notre proposition par l'exemple numérique suivant : la cavité est constituée d'un guide fermé une rangée de 8 petits trous, associée à deux guides W1 séparés de la cavité par deux rangées. La cavité est conçue relativement petite en vue de garder un intervalle spectral libre (ISL) raisonnable. Nous travaillons dans une région à faible vitesse de groupe. Grâce à cela, nous obtenons deux modes de symétrie opposée très faiblement séparés sur le spectre (visualisables sur la figure 34a). Nous redimensionnons très légèrement certains trous bordant la cavité, $r'=0.21 \mu\text{m}$ au lieu de $0.2 \mu\text{m}$ dans le cas initial, afin de forcer l'établissement de la dégénérescence (visualisable sur la figure 34b). Nous présentons la réponse de ce dispositif Figure 34.

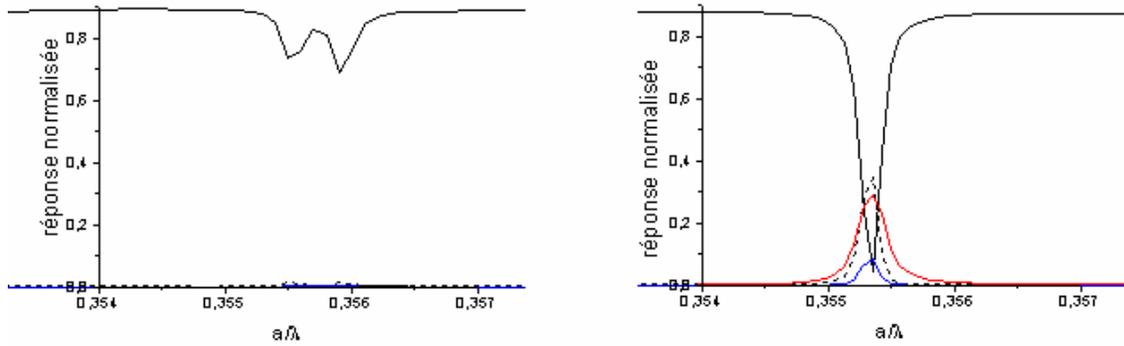


Figure 34 : réponse FDTD de la structure non modelée (a), et modelée (b). On observe un début de directivité dans (b)

Nous constatons une relative directivité : la transmission directe (5%)(S1 vers 2-cf fig 32- en noir) et le transfert résonant arrière (S1 vers 4 en bleu <10%) sont, comme prédits théoriquement, presque totalement tués ; le transfert résonant vers l'avant (S1 vers 3 en rouge 30%) n'est cependant pas unitaire, et est concurrencé par la réflexion directe (pointillé 35%).

Ce résultat n'est pas surprenant. Pour des modes de bas ordre, passer de l'ordre i (par exemple mode symétrique par rapport à l'axe perpendiculaire au guide) à l'ordre immédiatement supérieur $i+1$ (mode antisymétrique par rapport à l'axe perpendiculaire au guide) modifie profondément la distribution spatiale. Chacun de ces modes possède par conséquent des coefficients de couplage avec les modes guidés (et donc une dynamique de transfert) bien spécifique. L'équilibre des transferts est rompu (les facteurs de qualité associés à chacun des modes ne sont pas identiques), et par conséquent le transfert n'est plus directif.

III.3.2 Couplage par modes de galerie

L'approche que nous proposons ici, où le transfert résonant est censé s'effectuer par modes de galerie dans une microcavité hexagonale (cavité couronne), ne présente pas, a priori, les inconvénients que nous venons de lister dans les précédentes approches. Cette approche est le pendant CP du filtre micro anneau ou micro disque. Elle est cependant fortement liée au problème des virages. Nous avons démontré que l'usage de tranchée d'air au virage comme miroir rendait la transition transparente, et pouvait sans difficulté aucune s'insérer dans des systèmes cascades. Nous disposons a priori de tous les éléments pour obtenir une cavité de type microdisque et réussir ainsi le filtrage directif. Nos premières simulations, destinées à valider cette approche se sont heurtées à des problèmes de divergence numérique. Ces études numériques sont actuellement poursuivies.

CH4.IV Conclusion

Nous avons, dans un premier temps, démontré la pertinence des quelques leviers susceptibles d'améliorer les conditions de transmission au virage CP 2D dans une configuration W1. Nous avons ensuite montré des résultats concernant un possible virage achromatique, sur toute la gamme monomode du guide W1, et potentiellement peu soumis à l'influence de la troisième direction. Des premiers lots sont en cours de conception pour fabrication.

Nous avons observé expérimentalement, un couplage entre un guide W1, et une cavité non optimisée juxtaposée parallèlement au guide. Sans avoir pu précisément identifier les modes mis en jeu, nous avons clairement démontré le rôle prépondérant des pertes de la cavité, disons même de l'intrication des dynamiques de transfert, sur la réponse du système.

Nous avons détaillé les mécanismes nécessaires à l'obtention de la directivité dans un filtre sélectif en longueur d'onde. Nous avons certes pointé les difficultés de réalisation de ce type de dispositif, mais nous avons également souligné l'espérance raisonnable sur un dispositif de type micro anneau à base de CP fondé sur le nouveau paradigme: "hybridation CP/réfractif".

A la lecture de ces résultats, il nous semble à nouveau pertinent de reconsidérer le rôle des CPs pour la photonique intégrée.

BIBLIOGRAPHIE

1. Mekis, A., et al., *High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides*. Physical Review Letters, 1996. **77**: p. 3787.
2. Mekis, A., S. Fan, and J.D. Joannopoulos, *Bound states in photonic crystal waveguides and waveguide bends*. Physical Review B, 1998. **58**: p. 4809.
3. Tokushima, M., et al., *Lightwave propagation through a 120° sharply bent single-line defect photonic crystal waveguide*. Applied Physics Letters, 2000. **76**(8): p. 952-954.
4. Fukaya, N., D. Ohsaki, and T. Baba, *Two-dimensional photonic crystal waveguides with 60° bends in a thin slab structure*. Jpn. J. Appl. Phys, 2000. **39**: p. 2619.
5. Loncar, M., et al., *waveguiding in planar photonics*. Applied Physics Letters, 2000. **77**(13): p. 1937-1939.
6. Sujimoto, Y., et al., *Experimental verification of guided modes in 60°-bent defect waveguides in AlGaAs-based bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs*. Journal of Applied Physics, 2002. **91**(5): p. 3477-3479.
7. Yamada, S., et al., *Observation of light propagation in two dimensional-based bent optical waveguides*. Journal of Applied Physics, 2001. **89**(2): p. 855-858.
8. Haus, H.A., *Waves and fields in Optoelectronics*.
9. Manolatou, C., et al., *Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1999. **35**(9): p. 1322-1331.
10. Yariv, A., et al., *Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis*. Optics Letters, 1999. **24**(711).
11. Olivier, S., et al., *Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a planar photonic crystal*. Applied Physics Letters, 2001. **79**(16): p. 2514-2516.
12. Chutinan, A. and S. Noda, *Waveguides and waveguide bends in two dimensional photonic crystal slabs*. Physical Review B, 2000. **62**(7): p. 4488-4492.
13. Chutinan, A., M. Okano, and S. Noda, *Wider bandwidth with high transmission through waveguide bends in two dimensional photonic crystal slabs*. Applied Physics Letters, 2002. **80**(10): p. 1698-1700.
14. Manolatou, C., et al., *High-density integrated optics*. Journal of Lightwave Technology, 1999. **17**: p. 1682-1692.
15. Désières, Y., *Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bandes interdites de photons*. 2001, INSA Lyon.
16. Smith, C.J.M., et al., *Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal*. Applied Physics Letters, 2001. **78**(11): p. 1487-1489.
17. Noda, S., A. Chutinan, and M. Imada, *Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure*. Nature, 2000. **107**: p. 608-610.
18. Imada, M., et al., *Channel drop filter using a single defect in a 2-D photonic crystal slab waveguide*. Journal of Lightwave Technology, 2002. **20**(5): p. 873.
19. Little, B.E. and J.-P. Laine, *Surface-roughness-induced contradirectional coupling in ring and disk resonators*. Optics Letters, 1997. **22**(1).
20. Chin, M.K. and S.t. Ho, *Design and modeling of waveguide-coupled single-mode microring resonators*. Journal of Lightwave Technology, 1998. **16**(8): p. 1433.
21. Fan, S., P.R. Villeneuve, and J.D. Joannopoulos, *Channel drop tunneling through localized states*. Physical Review Letters, 1998. **80**(5): p. 960.
22. Khan, M.J., et al., *Mode-coupling analysis of multipole symmetric resonant add/drop filters*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1999. **35**(10): p. 1451-1460.

CONCLUSIONS & PERSPECTIVES

L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit constitue une contribution à l'étude des dispositifs optiques élémentaires mettant en œuvre des cristaux photoniques 2D en géométrie de guide d'onde pour la manipulation des photons dans le plan. Nous nous sommes intéressés aux diverses briques de base qui complètent la gamme des éléments indispensables à la fluidité et au bon fonctionnement de la circuiterie optique.

Le guidage dans un guide W1, réalisé sur une membrane suspendue d'InP, constitué d'une unique ligne de motifs omise dans le réseau triangulaire de trous, a été étudié dans le détail. Nous avons démontré, pour ce guide, l'existence d'une plage de longueur monomode, située au dessus de la ligne de lumière, d'une centaine de nm présentant des pertes de l'ordre de 100 à 200 dB/mm. Restait à tirer profit de la région potentiellement sans pertes sous la ligne de lumière offerte par le système membrane. La conception de guides optimisés, permettant l'exploitation de cette propriété remarquable, nous a permis de réduire de façon drastique les pertes par propagation : des pertes de 50 dB/mm ont été mesurées (limitées par la résolution de l'appareillage), tout en conservant des plages de travail très confortables et monomodes (une centaine de nm). Des mesures plus précises, réalisées par d'autres groupes sur des configurations analogues, ont même exhibé des valeurs de l'ordre 10 db/mm.

Nos réflexions se sont également portées sur le problème épineux du virage : appuyées par des résultats numériques, elles suggèrent la possibilité de disposer de virages efficaces sur de larges gammes de fréquence. L'usage particulier d'un virage de type hybride, combinant miroir classique et cristal photonique, permet en effet d'atteindre de telles performances. En outre, un tel concept, en réduisant au maximum le temps de séjour des photons dans le virage, apparaît plus robuste vis-à-vis de l'influence de la troisième direction, donnant ainsi un nouveau souffle au système sur membrane.

Nous avons démontré un effet réciproque de couplage latéral entre une cavité et un guide W1. Nous avons souligné à cet égard l'importance des fuites verticales sur la réponse du système, qui selon leur amplitude, sont à même de modifier radicalement le comportement du dispositif.

Des composants plus sophistiqués, fondés sur nos études (guidage et couplage), et assurant par exemple la fonction de couplage directif de type "add dropp", devraient émerger. Des études numériques et expérimentales continuent d'être menées dans ce sens.

Si le concept des cristaux photoniques a d'abord été accueilli comme un outil générique du tout optique (ou du tout "optique intégrée" dans sa version 2D), ses aptitudes au transport, hypothéquées par le problème des pertes verticales et des virages, ont fini par inciter les plus sceptiques à le réserver au traitement intelligent et local de l'information (ce qui n'est après tout pas si dévalorisant). Cette vision communément admise, à savoir laisser le problème du transport "grande distance" aux guides classiques, plus matures, paraît en effet plus raisonnable. Cependant, il n'est pas acquis que cette solution représente à budget énergétique fixé le meilleur compromis. Il n'est pas question ici de prêcher aveuglément pour sa paroisse, mais le traitement local de l'information par des CP nécessite le recours à des zones de transition, de type adaptateurs, tapers, amortisseurs, en vue d'établir la communication entre les guides classiques et les composants à CP, susceptibles d'ajouter des pertes. De plus, les résultats portant sur le transport au sens large par CP (guidage, virage...) montrent de nouveaux designs plus prometteurs et relancent le débat sur la pertinence d'un dispositif complet monolithique à base de CP2D. De façon plus générale, les structures optimales en termes d'application se situent peut-être à mi-chemin entre les structures classiques (guidage purement réfractif) et celles à guidage par CP2D.

Finalement, pour rebondir sur l'étonnant potentiel applicatif que recèle le concept CP, soulignons que les résultats présentés dans ce manuscrit sont essentiellement fondés sur les propriétés miroirs (BIP) des CPs. Or, nous avons montré au début de ce manuscrit que les CP permettent de localiser le photon, non seulement par l'introduction de "pièges" dans la bande interdite, mais également en ralentissant plus ou moins violemment le dit photon par l'intermédiaire d'extréma de courbes de dispersion (vitesse de groupe $\rightarrow 0$). Le photon séjourne alors un certain temps τ , dans une région limitée du cristal photonique ; fondamentalement, il s'agit bien d'un phénomène résonant dont le diagramme de rayonnement est associé à la courbe de dispersion. On peut ainsi imaginer des dispositifs démultiplexeurs sélectifs en longueur d'onde et directifs, dont voici un schéma de principe.

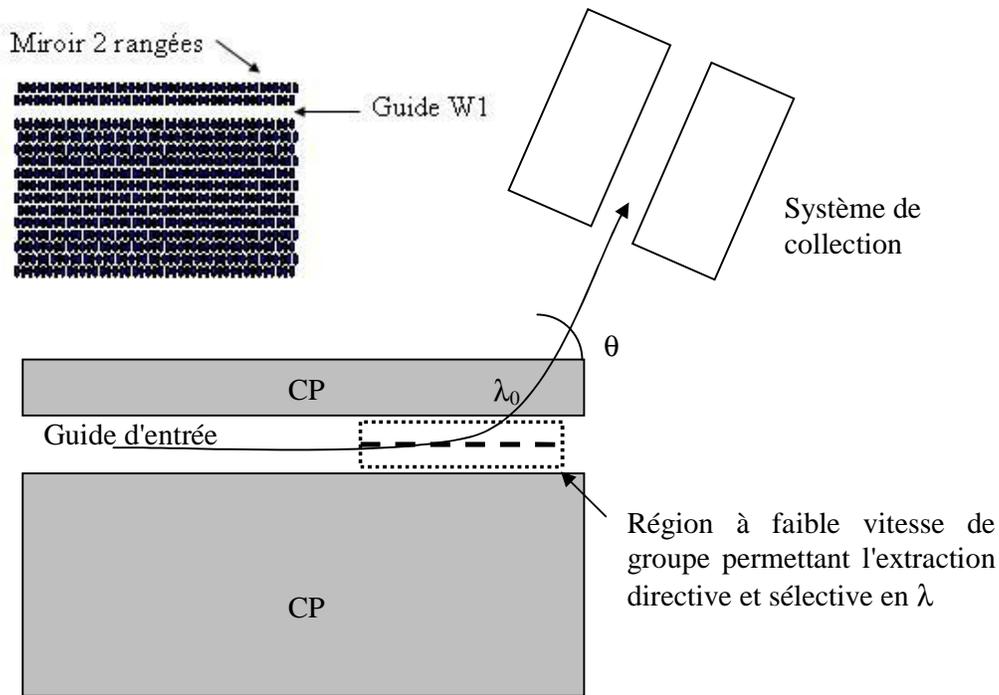


Figure 1: Schéma de principe d'un filtre directif et sélectif en longueur d'onde exploitant les modes guidés lents.

La lumière est injectée en entrée de guide. Ce guide est constitué d'un côté, par un CP très réflecteur (une douzaine de rangée de trous) et de l'autre par un miroir CP de 2 rangées. Lorsque la lumière atteint la région à très faible vitesse de groupe, la lumière est droppée à travers la faible barrière (selon un angle θ , déterminé par la courbe de dispersion, vers un système de collection à définir), à la longueur d'onde correspondant à l'extremum de bande de la courbe de dispersion de la structure droppante.

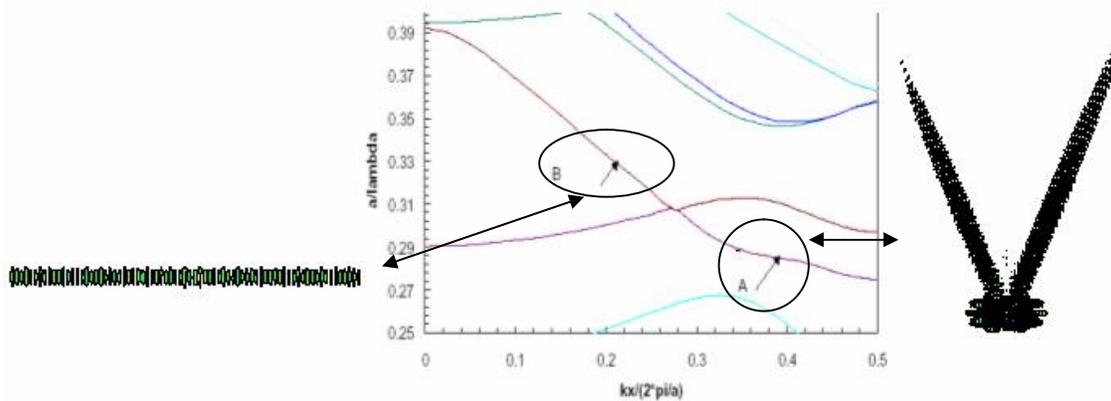


Figure 2: Premiers résultats numériques obtenus concernant le filtre directif et sélectif en longueur d'onde fondé sur l'exploitation des modes lents.

Ce principe a été validé numériquement par Hattori et al [1]. On peut voir sur la figure 2, le résultat d'une simulation FDTD, exploitant les modes lents d'un guide W1.

Un dipôle, agissant comme source interne, est placé au centre du guide W1 (avec la structure de bande associée). A la longueur correspondant à B, le mode est parfaitement guidé. A la longueur d'onde correspondant à A (région à faible vitesse de groupe), le mode est "localisé", et rayonne avec une certaine directivité.

Un autre atout de la richesse de la structure de bandes, est de considérer les pertes verticales, non comme un processus parasite, mais comme un vecteur de communication avec l'espace libre, que l'on peut contrôler via la courbe de dispersion. Le couplage modes rayonnés-modes guidés tire ainsi pleinement profit de l'approche membrane, notamment pour des associations CP2D avec MOEMS (Micro-Opto-Electro-Mécanique) laissant augurer de nouvelles fonctionnalités incluant l'accordabilité [2].

Ce ne sont que deux exemples parmi d'autres, mais nous imaginons aisément combien les futures générations de doctorants (et leurs encadrants) auront encore à loisir, le droit (le devoir), de s'émerveiller devant une telle corne d'abondance.

1. Hattori, H., et al. *2D photonic crystal filters: a channel dropping radiation filter and a peak transmission filter with mode matching features*. in *LEOS*. 2002. Glasgow.
2. Letartre, X., et al., *Switching devices with spatial and spectral resolution combining photonic crystals and Moems structures*. *Journal of Lightwave Technology*, to be published.