

# ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES CRISTAUX PHOTONIQUES BIDIMENSIONNELS ET DE LEUR ACCORDABILITÉ

THÈSE N° 3573 (2006)

PRÉSENTÉE LE 13 JUILLET 2006  
À LA FACULTÉ SCIENCES DE BASE  
Laboratoire d'optoélectronique quantique  
SECTION DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

**Barbara WILD**

Dipl. Phys., Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Allemagne  
et de nationalité allemande

acceptée sur proposition du jury:

Prof. G. Meylan, président du jury  
Dr R. Houdré, directeur de thèse  
Prof. A. Forchel, rapporteur  
Prof. H. Herzig, rapporteur  
Prof. O. Martin, rapporteur



ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Lausanne, EPFL

2006



*Gott sei Dank !*



# Sommaire

<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction</b>	<b>ix</b>
<b>1 Cristaux photoniques: principe et concept</b>	<b>1</b>
1.1 Le cristal photonique à une dimension . . . . .	1
1.2 Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle . . . . .	3
1.3 Cristaux photoniques tridimensionnels . . . . .	4
1.4 Cristaux photoniques bidimensionnels . . . . .	6
1.4.1 Pertes optiques . . . . .	8
1.4.2 Paramètres du réseau . . . . .	10
1.4.3 Techniques de modélisation . . . . .	10
1.4.4 Diagramme de bandes . . . . .	14
1.4.5 Cartes des bandes interdites . . . . .	15
<b>2 Fabrication des cristaux photoniques</b>	<b>17</b>
2.1 Hétérostructure verticale . . . . .	18
2.2 Cristaux photoniques . . . . .	18
2.3 Etapes du processus de fabrication . . . . .	19
2.4 Masque de silice . . . . .	20
2.5 Lithographie électronique . . . . .	20
2.6 Techniques de la gravure sèche . . . . .	22
2.7 Conclusion . . . . .	25
<b>3 Descriptions de la structure verticale des échantillons</b>	<b>27</b>
3.1 Hétérostructure sur substrat InP . . . . .	27
3.2 Hétérostructure sur substrat GaAs . . . . .	29
<b>4 Méthodes de caractérisation optique</b>	<b>31</b>
4.1 Principe de la source interne . . . . .	31
4.1.1 Nature des signaux collectés . . . . .	32
4.1.2 Montage optique . . . . .	35
4.2 Expérience de type "endfire" . . . . .	37
4.2.1 Montage optique . . . . .	38
4.2.2 Caractérisation optique du dispositif expérimental . . . . .	39

4.2.3	Nature des signaux sortants . . . . .	40
4.2.4	Conclusion . . . . .	42
<b>5</b>	<b>Caractérisation optique des structures à cristaux photoniques</b>	<b>45</b>
5.1	Description des échantillons . . . . .	45
5.2	Caractérisation optique des cristaux photoniques simples . . . . .	46
5.3	Cavités Fabry-Pérot . . . . .	47
5.3.1	Rappel sur la transmission d'une cavité Fabry-Pérot . . . . .	49
5.3.2	Caractérisation optique des cavités Fabry-Pérot à cristaux photoniques . . . . .	52
5.4	Pertes hors plan . . . . .	55
5.4.1	Pertes intrinsèques . . . . .	55
5.4.2	Pertes dues à la profondeur finie des trous . . . . .	58
5.4.3	Pertes dues à la forme des trous . . . . .	59
5.4.4	Application du modèle des pertes . . . . .	63
5.5	Conclusion . . . . .	64
5.6	Guides d'onde à cristaux photoniques . . . . .	66
5.6.1	Description de l'échantillon . . . . .	66
5.6.2	Relation de dispersion des guides d'onde à cristaux photoniques	68
5.6.3	Mesures des guides d'ondes à cristaux photoniques . . . . .	70
5.6.4	Détermination des pertes de propagation d'un guide d'onde ruban	71
5.6.5	Détermination des pertes de propagation d'un guide d'onde W3	75
5.6.6	Pertes en fonction de la fréquence réduite . . . . .	77
5.6.7	Transformée de Fourier des spectres de transmission du guide d'onde à cristaux photoniques W1 . . . . .	78
5.7	Conclusion . . . . .	80
<b>6</b>	<b>Accordabilité des propriétés optiques des cristaux photoniques</b>	<b>81</b>
6.1	Effet de la température . . . . .	82
6.2	Infiltration des cristaux photoniques avec des cristaux liquides . . . . .	85
6.2.1	Rappel sur des cristaux liquides . . . . .	85
6.2.2	Technique de l'infiltration . . . . .	89
6.2.3	Choix du cristal liquide . . . . .	91
6.2.4	Propriétés optiques des cristaux photoniques infiltrés . . . . .	93
6.2.5	Caractérisation optique du processus d'infiltration . . . . .	95
6.2.6	Le taux d'infiltration . . . . .	95
6.2.7	Accordabilité des cristaux photoniques infiltrés par la température	97
6.2.8	L'orientation des molécules . . . . .	100
6.3	Conclusion . . . . .	103
	<b>Conclusion</b>	<b>105</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>107</b>
	<b>Publications et Conférences</b>	<b>113</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>117</b>

**Curriculum vitae**

**119**



# Résumé

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement selon une ou plusieurs directions de l'espace. Ce milieu périodique produit sur la propagation d'une onde électromagnétique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans les cristaux. Des bandes d'énergie interdites pour le champ électromagnétique apparaissent, interdisant la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines énergies. Ces propriétés rendent les cristaux photoniques intéressants pour de nombreuses applications dans l'optique intégrée. La fabrication de cristaux photoniques à 3 dimensions est encore mal maîtrisée et nous avons étudié dans ce travail des cristaux photoniques à 2 dimensions. Ces cristaux photoniques peuvent être fabriqués avec les techniques standards de la microélectronique. Les cristaux photoniques à 2 dimensions que nous avons étudiés consistent en une matrice de trous gravés dans une hétérostructure semiconductrice guidante sur substrat InP ou sur substrat GaAs.

La fabrication des cristaux photoniques ayant de bonnes propriétés optiques est capitale pour l'utilisation des cristaux photoniques dans l'optique intégrée. Dans un premier temps, les propriétés optiques des pavés de cristaux photoniques et des cavités Fabry-Pérot sont mesurées par la méthode de la source interne. Les cristaux photoniques sont fabriqués à l'aide de trois techniques différentes de gravure sèche. La méthode de la source interne permet de mesurer quantitativement la transmission de ces structures. Grâce à une analyse basée sur des calculs FDTD-2D (différences finies dans le domaine temporel), il est possible d'évaluer les pertes par diffraction hors plan avec l'aide d'un modèle semi-analytique. La profondeur finie et la forme plus ou moins conique des trous sont des paramètres importants. Il est possible de qualifier leurs effets et ainsi de cibler les paramètres les plus critiques lors du processus de la fabrication des cristaux photoniques.

Un autre groupe de composants importants pour l'utilisation des cristaux photoniques dans l'optique intégrée sont les guides d'onde. Deux types de guides d'onde rectilignes sont mesurés avec la méthode de type endfire. Dans ce type de mesure, la lumière est couplée via des fibres optiques et des guides rubans aux cristaux photoniques. Les spectres de transmission des structures mesurées montrent des franges dues aux interférences multiples de la lumière dans l'échantillon. Ces franges d'interférences contiennent des informations sur les pertes de propagation des guides d'onde et une analyse reposant sur l'étude de la transformée de Fourier a permis d'en déduire les pertes de propagation des guides d'onde.

Pour toute utilisation pratique des structures à cristaux photoniques, il est nécessaire d'accorder la réponse optique des cristaux photoniques, soit pour corriger des défauts de fabrication, soit pour accorder la réponse optique dans des dispositifs

comme des filtres, par exemple. Dans une première étape, nous avons montré qu'il est possible d'accorder la réponse optique des cavités planaires par la température. Les résultats expérimentaux ont été validés par des calculs théoriques. Dans une deuxième étape, nous avons montré qu'il est possible d'accorder la réponse optique des cristaux photoniques en infiltrant des cristaux liquides dans les trous des cristaux photoniques. Les cristaux liquides sont des matériaux biréfringents. Il est possible d'accorder l'axe optique des cristaux liquides avec un champ externe (électrique, température, illumination UV, etc.). Ils subissent également des transitions de phase autour desquelles la valeur de l'indice de réfraction varie abruptement. Les trous des cristaux photoniques ont été infiltrés par un cristal liquide à l'aide d'un processus d'infiltration réversible et fiable. Le taux d'infiltration et l'orientation moyenne des directeurs des molécules des cristaux liquides par rapport à l'axe des trous ont été déterminés par des mesures résolues en polarisation avec la méthode de la source interne. Nous avons démontré des effets d'accordabilité de la fréquence de résonance d'une cavité Fabry-Pérot autour des transitions de phase du cristal liquide.

**Mots de clés:**

cristaux photoniques - caractérisation optique - guide d'onde -  
accordabilité - cristaux liquides

# Abstract

Photonic crystals are periodic dielectric structures, where the periodicity varies in one, two or three dimensions. Analogous to the periodic potential of electrons in semiconductors, the periodic variation of the dielectric constant influences the electromagnetic properties. The energy of the light is separated in bandgaps, energy ranges in which the propagation of the light is forbidden for certain directions and energies. These properties suggest that photonic crystals may be suitable for fabrication of the components needed for integrated optics. Since the fabrication of three dimensional photonic crystals is still limited by complex fabrication problems we have studied two dimensional photonic crystals. These photonic crystals can be fabricated by standard microelectronic technology. The photonic crystals studied in this thesis consist of GaAs and InP based low index vertical waveguides with a matrix of holes etched into it.

The fabrication of photonic crystals with good optical properties is an important factor for photonic crystal devices in integrated optics. In the first part we studied the optical properties of photonic crystal slabs and of Fabry-Pérot cavities. These structures were measured by the internal light source technique, which allows quantitative normalized transmission measurements. The photonic crystals were etched by three different dry etching technologies. Out-of plane scattering is described by a 2D-FDTD fit of the transmission spectra and by a semi-analytical model. The finite hole depth and the conical shape of the holes are important structural parameters. The detailed study of their effects yields an important feedback for the critical parameters of the fabrication process.

Photonic crystal waveguides are another group of components in integrated optics. We measured two types of straight photonic crystal waveguides by the endfire technique. Here the light is coupled by optical fibers and ridge waveguides in the photonic crystal waveguides. The transmission spectra reveal fringes which are due to multiple interference of the light in the sample. This interference contains information about propagation losses of the waveguides and an analysis based on the Fourier transform of the transmission spectra enabled us to deduce the propagation losses of the photonic crystal waveguides.

The necessity of tuning or trimming the optical properties of photonic crystals is an important issue either compensating fabrication imperfections (trimming) or controlling the optical properties on demand (tuning) for devices like filters. We have shown that it is possible to tune the optical properties of planar photonic crystal cavities by temperature. The experimental results were validated by theoretical calculations. Also we have shown that it is possible to tune the optical properties of photonic crystals by infiltrating liquid crystals in the holes. Liquid crystals are a birefringent material whose optical axis can be tuned by external fields (electric,

temperature, photonic source, etc.). Phase transitions exhibiting abrupt changes in the refractive index are important characteristics of liquid crystals. The holes of the photonic crystal are infiltrated by a reversible and reliable infiltration process. The infiltration efficiency and the orientation of the molecules in the holes were determined by polarization resolved internal light source measurements. We have shown that the frequency of the Fabry-Pérot resonance changes at the phase transitions of the liquid crystal.

**Keywords:**

photonic crystals - optical characterization - photonic crystal waveguides - tuning and trimming - liquid crystals

# Introduction

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987 [1,2]. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991 [3]. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement dans une, deux ou trois dimensions. Ce milieu périodique produit sur la lumière qui se propage dans le cristal photonique un effet analogue à celui du potentiel périodique sur les électrons dans un cristal. De même qu'il existe pour des électrons des bandes d'énergie permises et des bandes interdites, il existe des bandes photoniques d'états permises et des bandes photoniques interdites. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle d'énergie où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique. Les cristaux photoniques offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur la dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. C'est notamment cette propriété qui les rend intéressants pour de nombreuses applications.

Une des premières applications des cristaux photoniques qui a été proposée est le contrôle de l'émission spontanée d'un émetteur placé dans un cristal photonique [1]. Brièvement, si la fréquence d'un émetteur placé dans un cristal photonique se situe dans la bande interdite photonique, l'émission spontanée est supprimée. Par contre l'émission de l'émetteur peut être exaltée, si sa fréquence coïncide avec des bandes permises dont la densité d'état est grande [4,5] ou bien en utilisant des micro-cavités optiques de grand facteur de qualité et de faible volume modal [6,7].

Si l'on introduit des défauts dans le cristal photonique, de nouveaux états permis apparaissent dans la bande interdite photonique, comme lors du dopage des impuretés d'un semiconducteur. La lumière peut être confinée selon plusieurs dimensions selon le défaut et la dimensionalité du cristal photonique. Par exemple, si l'on introduit un défaut unidimensionnel dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée en deux dimensions. Une cavité bidimensionnelle est créée. Si l'on introduit un défaut linéaire dans un cristal photonique bidimensionnel, la lumière est confinée dans une dimension et elle est libre de se propager dans l'autre dimension, ce qui constitue un guide d'onde. En utilisant ces concepts de base, il est alors possible de concevoir des dispositifs pour l'optique intégrée avec ces cavités et ces guides d'onde. L'introduction d'éléments à base de cristaux photoniques permettrait de traiter toute l'information sous la forme lumineuse, de miniaturiser les circuits actuels et finalement de limiter les coûts. C'est la raison pour laquelle de nombreuses propositions pour des dispositifs à base de cristaux photoniques ont été faites et parfois déjà réalisées, comme des guides d'onde [8], des virages [9,10], des filtres sélectifs [11], des multiplexeur-démultiplexeurs [12] et des combineurs [13].

Pour toute utilisation pratique des cristaux photoniques, il est nécessaire aussi de modifier la réponse optique des dispositifs à cristaux photoniques, soit pour fabriquer des dispositifs accordables (par exemple des filtres accordables), soit pour compenser des défauts de fabrication. Pour cela, plusieurs approches ont été proposées. De manière générale, on peut modifier la composante de haut ou de bas indice de réfraction du cristal photonique, par exemple par un champ externe (magnétique ou électrique [14, 15]), ou les paramètres du réseau, par exemple par l'application d'une pression [16]. Une des approches consiste en l'infiltration de cristaux liquides dans des cristaux photoniques. Les cristaux liquides sont des matériaux biréfringents dont l'axe optique peut être accordé avec un champ externe (électrique, température, illumination UV, etc.) [17].

Pour fabriquer des cristaux photoniques pour le proche infrarouge, la période des cristaux photoniques doit être de l'ordre de grandeur d'une centaine de nanomètre. Si la fabrication des miroirs de Bragg comme cristaux photoniques unidimensionnels est bien maîtrisée, la fabrication des cristaux photoniques bi- et tridimensionnels recèle encore de nombreux défis. Les cristaux photoniques tridimensionnels sont particulièrement difficiles à fabriquer (par exemple [18]). Par contre, les cristaux photoniques bidimensionnels peuvent être fabriqués à l'aide de techniques utilisées couramment dans la microélectronique [19]. C'est pour cette raison que ce type de cristal photonique a été le plus étudié jusqu'à présent.

Ce travail de thèse concerne l'étude des propriétés optiques de cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans une hétérostructure à faible contraste d'indice. Dans la première partie, la transmission des structures simples et des guides d'onde à cristaux photoniques est étudiée expérimentalement. Dans la deuxième partie, l'accordabilité des propriétés optiques des cristaux photoniques est présentée .

- Dans le chapitre 1, les concepts de base sur les cristaux photoniques sont présentés. Pour cela, la théorie des cristaux photoniques, les diagrammes de bandes, les cartes des bandes et la condition d'ouverture d'une bande interdite photonique sont expliqués. Ensuite un aperçu des différents cristaux photoniques est donné. La structure du cristal photonique utilisé dans cette thèse est alors décrite plus en détail.
- Les chapitres 2 et 3 décrivent les étapes de fabrication d'un cristal photonique et les caractéristiques des structures verticales des échantillons utilisés. Le chapitre suivant (chapitre 4) décrit les deux techniques expérimentales pour la mesure des propriétés optiques des cristaux photoniques.
- Dans le chapitre 5, des structures à cristaux photoniques simples fabriquées par trois méthodes différentes de gravure sèche sont étudiées. Une analyse des pertes par diffraction hors plan de la lumière permet de corrélérer ces pertes à la profondeur finie et à la forme plus ou moins conique des trous. Ensuite des guides d'onde à cristaux photoniques sont mesurés. Pour déterminer les pertes de propagation des guides d'onde, une analyse basée sur la transformée de Fourier des spectres de transmission est utilisée.
- Dans le chapitre 6, l'accordabilité de la réponse optique des cristaux photoniques est étudiée. La réponse optique des cristaux photoniques est accordée en variant la

température et en infiltrant des cristaux liquides dans les trous des cristaux photoniques. Des mesures résolues en polarisation permettent de déterminer le taux d'infiltration des trous et l'orientation des molécules dans les trous des cristaux photoniques.

Ce travail de thèse s'est inscrit au début dans le projet européen "Photonic Crystals for Integrated Optics" (PCIC) qui a fait partie du programme européen "European Union Information for Integrated Optics (IST)".

La dernière partie de ce travail s'est inscrite dans les projets 9E et 9F du "National Center of Competence in Research (NCCR) in Quantum Photonics" du "Fond National Suisse (FNS)".

Lausanne, Mai 2006



# Chapitre 1

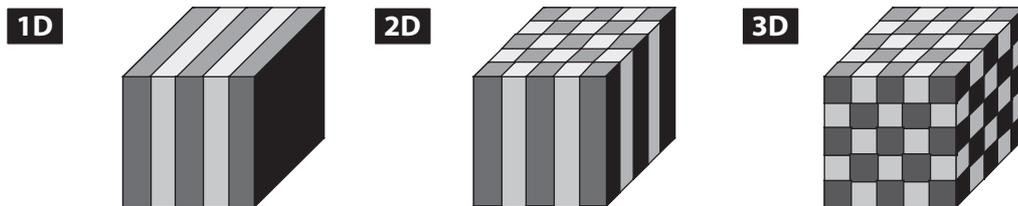
## Cristaux photoniques: principe et concept

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice diélectrique varie périodiquement suivant une, deux ou trois dimensions dans l'espace (figure 1.1). Ce milieu périodique produit sur les propriétés électromagnétiques un effet analogue à celui du potentiel cristallin sur les électrons dans les cristaux. Des bandes d'énergie interdites pour les photons apparaissent, interdisant la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines énergies [1, 20].

### 1.1 Le cristal photonique à une dimension

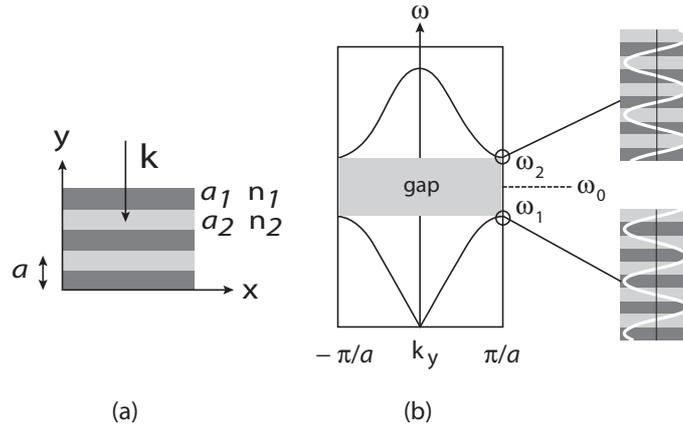
Le cristal photonique le plus simple consiste en une structure dont la constante diélectrique est périodique suivant une seule dimension (figure 1.1 (1D)). Ce milieu est constitué d'une alternance de couches diélectriques de permittivités différentes  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . Cette structure porte le nom de miroir de Bragg.

Pour décrire la propagation de la lumière dans un miroir de Bragg, considérons une onde plane qui se propage avec un vecteur  $\vec{k}$  à incidence normale. Le miroir de Bragg est constitué d'une alternance de couches d'épaisseurs  $a_1$  et  $a_2$  et de permittivités  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  ( $\epsilon_1 > \epsilon_2$ ). La période est  $a = a_1 + a_2$  dans la direction de l'empilement (figure 1.2(a)). A chaque nouvelle cellule du réseau direct, l'onde est partiellement réfléchi. Le déphasage entre deux ondes réfléchies successivement est  $2ka$ . Tant que le déphasage  $2ka$  est très



*Fig. 1.1: Schémas des cristaux photoniques à une dimension (1D), à deux dimensions (2D) et à trois dimensions (3D) (d'après Joannopoulos [20])*

*[Schematic illustration of one dimensional (1D), two dimensional (2D), and three dimensional (3D) photonic crystals (from Joannopoulos [20])]*



*Fig. 1.2:* (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg (b) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg à incidence normale: une bande interdite apparaît en bord de zone de Brillouin.

*[(a) Schematic representation of a Bragg mirror (b) Dispersion relation of a Bragg mirror at normal incidence: a photonic band gap appears at the Brillouin zone boundaries.]*

différent de  $2\pi$ , les ondes réfléchies successivement n'interfèrent pas constructivement. Au bord de zone de Brillouin,  $\vec{k}$  se rapproche de  $\pi/a$  et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur  $\vec{k}$  donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde  $-\vec{k}$ . La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie  $\omega_0$  engendrant deux états propres d'énergies distinctes  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Cette levée de dégénérescence ouvre une bande interdite en fréquence pour une propagation dans la direction normale à l'empilement. Si les épaisseurs optiques des couches diélectriques sont égales ( $n_1 a_1 = n_2 a_2$ ), la largeur  $\Delta\omega$  de la bande interdite peut être calculée à l'incidence normale par [21]:

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi}\omega_0 \sin^{-1} \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right) \quad (1.1)$$

où  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. La largeur de la bande interdite est plus faible si le contraste d'indice diminue. En bord de la première zone de Brillouin les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: l'énergie électromagnétique du mode d'énergie  $\omega_1$  se concentre dans la couche de haute indice tandis que celle du mode d'énergie  $\omega_2$  se concentre dans la couche de bas indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont appelées respectivement bande d'air et bande diélectrique.

Lorsque l'onde se propage à une incidence oblique  $\phi$  la situation devient un peu plus complexe (figure 1.3(a)). Considérons la même structure que décrite précédemment, avec  $\omega_0$  le centre de la bande interdite: aucune onde ne peut se propager sous incidence normale à cette fréquence dans la structure. Pour une propagation sous incidence oblique à un angle  $\phi$ , l'épaisseur optique apparente des couches change: en première approximation, l'onde voit maintenant une période de  $a/\cos\phi$  au lieu de  $a$ . La bande interdite se décentre à une autre énergie  $\omega_0(\phi) \neq \omega_0$  et à un autre vecteur d'onde  $k \neq \frac{\pi}{a}$  (figure 1.3(b) et [20]). Tant que l'incidence est faible,  $\omega_0(\phi)$  est suffisamment proche de  $\omega_0$  pour que  $\omega_0$  soit encore contenu dans la largeur de la bande interdite à incidence

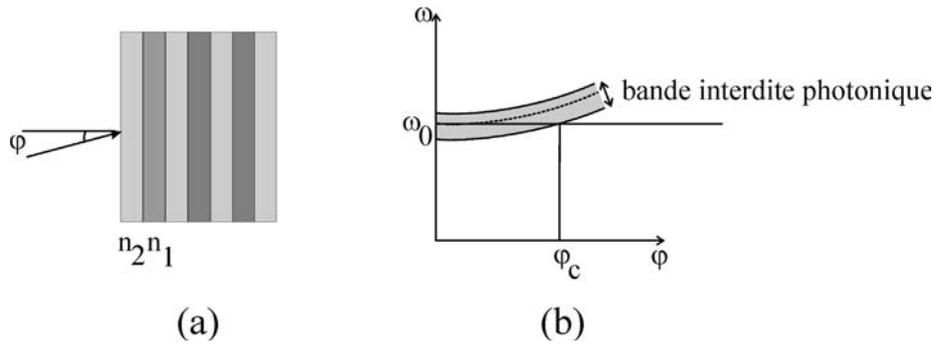


Fig. 1.3: (a) Propagation à incidence oblique  $\phi$  à travers d'un miroir de Bragg. (b) Représentation schématisée de l'évolution de la bande interdite en fonction de l'angle  $\phi$  d'incidence; A partir de l'angle critique  $\phi_c$  les ondes de fréquence  $\omega_0$  ne sont plus dans la bande interdite et peuvent alors se propager à nouveau dans la structure.

[(a) Propagation at oblique incidence across a Bragg mirror (b) Illustration of the evolution of photonic band gap as a function of the incidence angle  $\phi$ ; At incidence angles beyond the angle  $\phi_c$  the modes at frequency  $\omega_0$  are not anymore in the photonic band gap and can again propagate in the structure.]

oblique. Mais lorsque l'angle d'incidence augmente au delà d'un certain angle  $\phi_c$ , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde de fréquence  $\omega_0$  est à nouveau autorisée. Le cône d'angle au sommet  $\phi_c$  est l'ouverture angulaire de la bande interdite: à l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence  $\omega_0$ .

Cette approximation est un peu simplifiée. En réalité, il faut tenir compte des polarisations TE et TM de l'onde. Sous incidence oblique, les modes de polarisation TE et TM ne sont plus dégénérés [20].

## 1.2 Ouverture d'une bande interdite omnidirectionnelle

Afin de mieux contrôler la propagation d'onde électromagnétique quelle que soit son incidence, il faut étendre la bande interdite à deux dimensions pour un contrôle dans tout le plan et à trois dimensions dans tout l'espace.

Considérons un matériau dont l'indice de réfraction varie en deux dimensions (figure 1.1 (2D) et 1.4(a)). Quelle que soit sa direction d'incidence dans le plan, l'onde voit une structure périodique. A chaque direction dans le plan on peut associer une bande interdite unidimensionnelle. La plage spectrale commune à toutes les bandes interdites dans le plan constitue la bande interdite bidimensionnelle. Pour obtenir le contrôle d'une onde incidente dans les trois directions de l'espace, un cristal photonique tridimensionnel est nécessaire (figure 1.1(3D)).

Pour qu'une bande interdite existe, il faut que les bandes interdites unidirectionnelles se recouvrent au moins partiellement sur la première zone de Brillouin. On peut montrer que les extremums de bandes sont situés le long des directions de haute symétrie de la zone de Brillouin [22]. Il suffit donc d'étudier les directions de haute symétrie pour connaître les propriétés de la bande interdite omnidirectionnelle. Le recouvrement des

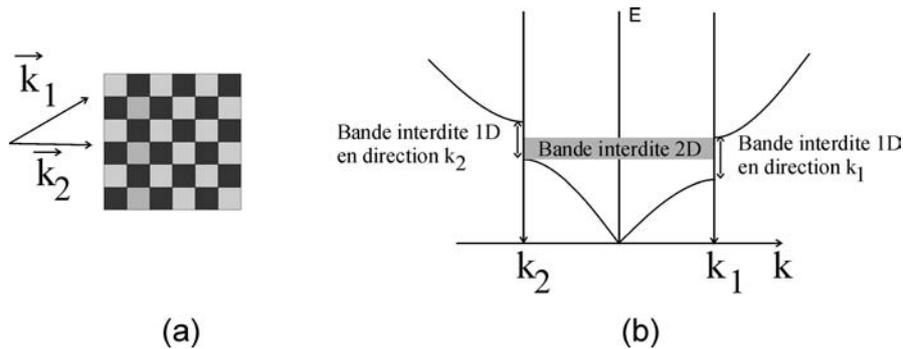


Fig. 1.4: (a) Schéma d'un cristal photonique à 2 dimensions (vue de dessus) (b) Schéma d'une relation de dispersion d'un cristal photonique bidimensionnel; une bande interdite est obtenue, si les bandes interdites photoniques unidimensionnelles se recouvrent pour des vecteurs  $\vec{k}$  qui appartiennent au bord de la zone de Brillouin.

[(a) Schema of a two dimensional photonic crystal (top view) (b) Illustration of a dispersion relation of a two dimensional photonic crystal. To obtain an omnidirectional photonic band gap, the unidirectional photonic band gaps must overlap for any vector  $\vec{k}$  lying at the Brouillon boundaries.]

bande interdites unidimensionnels sera maximal si les bandes interdites sont centrées à des fréquences proches. La situation la plus favorable est celle où la zone de Brillouin est la plus isotrope. Le réseau triangulaire à deux dimensions et le réseau cubique à faces centrées (fcc) en trois dimensions s'en rapprochent le plus [23].

Pour obtenir des bandes d'énergie interdite larges, il faut un grand contraste d'indice de réfraction. Pour un réseau triangulaire, il faut avoir un contraste d'indice supérieur à 2.6 pour obtenir l'ouverture d'une bande interdite bidimensionnelle. Aux longueurs d'onde du proche infrarouge utilisées en optique intégrée, les semiconducteurs possèdent à la fois un fort indice de réfraction (entre 2 et 4) et une faible absorption. Combinés à l'air, ils constituent donc un choix idéal pour la réalisation des cristaux photoniques à ces longueurs d'onde.

Il existe des lois d'échelle simples pour ces structures: les fréquences des bandes interdites sont proportionnelles à l'inverse de la période du cristal, de sorte qu'on peut utiliser

$$u = \frac{a}{\lambda} = \frac{a\omega}{2\pi c} \quad (1.2)$$

comme axe de fréquence réduite (voir l'équation 1.11 et 1.12 dans le paragraphe 1.4.3).

### 1.3 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels ont attiré encore de nombreux efforts de recherche. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M. Ho *et al.*. Il était formé de sphères de silicium arrangées sur une structure diamant [24]. En 1993 E. Yablonovite fabriquait un cristal photonique en perçant des trous dans un bloc de plexiglas selon trois angles azimutaux. Ce cristal photonique s'appelle d'après son inventeur "la Yablonovite" (figure 1.5(a)) [3]. Avec ce cristal photonique, le concept de la bande interdite photonique a été démontré expérimentalement pour la première fois.

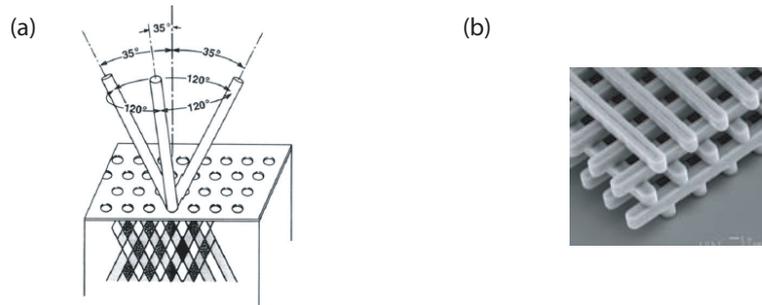


Fig. 1.5: (a) Le Yablonivite: les trous de ce cristal ont été percés dans un bloc de plexiglas (d'après [3]) et forment un réseau fcc (b) Image MEB (Microscopie Electronique à Balayage) d'un cristal photonique du type tas de bois fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après [25])

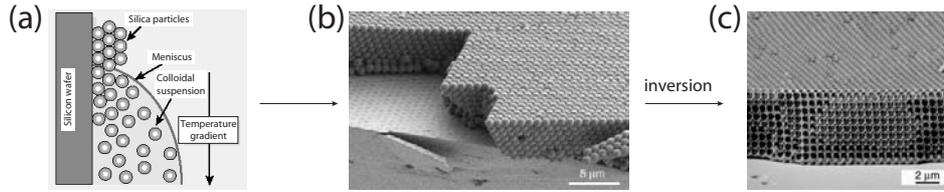
[(a) Yablonovite crystal: the holes of this crystal were drilled in plexiglas (from [3])(b) SEM (Scanning Electron Microscopy) micrograph of a woodpile photonic crystal fabricated by UV-lithography in silicon (from [25])]

De nombreuses méthodes de fabrication des cristaux photoniques tridimensionnels ont été proposées. Les deux suivantes ont attiré le plus d'efforts de recherche:

**Structures "tas de bois":** La structure périodique de ces cristaux photoniques tridimensionnels est bâtie en déposant par couches successives des rubans de silicium polycristallin dans des tranchées de silice. Cette fabrication, très longue, se fait plan sur plan. Après avoir construit la structure, la silice est retirée pour obtenir un cristal photonique tridimensionnel Si/air dont le contraste d'indice est suffisant pour ouvrir une bande d'énergie interdite omnidirectionnelle [25] (figure 1.5(b)). Des cristaux photoniques similaires ont été fabriqués sur GaAs par Noda *et al.* [26] par un procédé de fusion/élimination du substrat. Cette méthode utilise les techniques bien connues de microélectronique et permet d'introduire des défauts dans le cristal de façon déterministe.

**Opales:** Des opales sont obtenues chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice en solution: par sédimentation ces sphères s'arrangent selon un réseau cubique à faces centrées [27]. Le nombre important de défauts dans les premières opales a été fortement réduit grâce à des techniques de croissance auto-organisées proposées par Y.A. Vlasov [28] (figure 1.6). La plupart de ces cristaux colloïdaux ne présentent pas de bandes d'énergie interdites, à cause du faible contraste d'indice. Cependant, ces structures servent d'empreinte pour la réalisation d'opales inverses à partir de l'infiltration d'un matériau de haut indice. Les sphères initiales sont ensuite dissoutes pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice.

De nombreuses techniques de fabrication existent encore comme la lithographie par holographie [29], par rayons X [30], l'auto-clonage [31]. Elles souffrent encore toutes d'une mise en oeuvre laborieuse et délicate, et souvent ne permettent pas l'insertion déterministe de défauts.



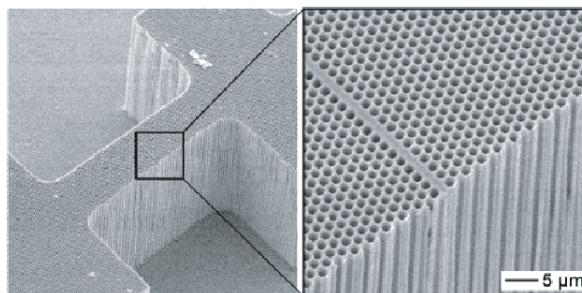
*Fig. 1.6:* Fabrication des opales inversées sur substrat par auto organisation: (a) Les sphères de  $SiO_2$  sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température appliqué empêche une sédimentation non désirée de particules (d'après [27]). (b) Les sphères de silicium sont assemblées directement sur le wafer de Si pour former l'opale (d'après [28]). (c) La structure opale est infiltrée avec du silicium puis les sphères de  $SiO_2$  sont enlevées par gravure mouillée (d'après [28]).

*[On chip growth of inverted opals by means of self-assembly: (a) Silica particles are forced into an ordered arrangement on the surface of a vertical silicon wafer as the meniscus is swept downwards by evaporation of the solvent. An applied temperature gradient allows convective flow of the particles in order to minimize unwanted sedimentation (after [27]). (b) The spheres are assembled directly on a Si wafer to form the opal (after [28]). (c) The opal structure is infiltrated with silicon and then the silica spheres are removed by wet etching yielding an inverted opal attached to the silicon chip (after [28]).]*

## 1.4 Cristaux photoniques bidimensionnels

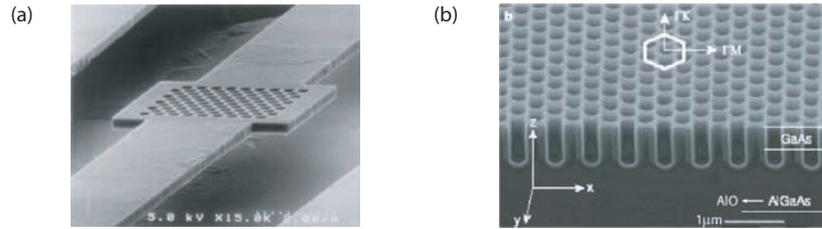
Les cristaux photoniques à trois dimensions posent encore de nombreux problèmes de fabrication. Pour cette raison, nous nous sommes tournés vers des cristaux photoniques à deux dimensions qui peuvent être fabriqués facilement. L'indice de réfraction d'un cristal photonique idéal à deux dimensions varie périodiquement dans le plan (x,y) et il est infiniment long dans la direction z. Il possède une bande interdite dans le plan (x,y).

Une bonne approximation d'un cristal photonique bidimensionnel est montrée figure 1.7. Il est fabriqué dans du silicium macroporeux par gravure électrochimique. Le rapport hauteur/diamètre des trous est autour de 67:1, soit une profondeur de  $100 \mu\text{m}$  pour une période de  $1.5 \mu\text{m}$  [32]. Il est possible d'introduire des défauts dans ce type de cristal photonique. Par contre, l'absence d'un confinement vertical de la lumière est



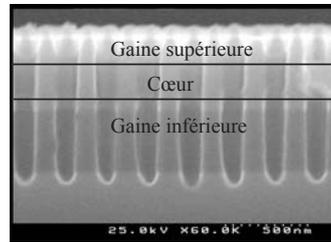
*Fig. 1.7:* Cristal photonique bidimensionnel dans du silicium macroporeux avec un défaut unidimensionnel (d'après [32])

*[Two-dimensional photonic crystal in porous silicon with a line defect (from [32])]*



*Fig. 1.8:* Deux exemples typiques d'un cristal photonique bidimensionnel avec un fort contraste d'indice: (a) Membrane de  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  suspendue dans l'air (d'après [33]) (b) cristal photonique gravé dans une couche de GaAs. La couche GaAs repose sur une couche de  $\text{Al}_x\text{O}_y$  (d'après [34])

*[Two typical examples of two dimensional photonic crystals with high vertical index contrast: (a)  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  membrane in air (from [33]) (b) Photonic crystal etched in  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{O}_y$  (from [34])]*



*Fig. 1.9:* Image MEB d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$   
*[SEM micrograph of photonic crystal etched in a  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  heterostructure]*

gênant pour l'application de ce type de cristal photonique dans l'optique intégrée.

Pour compenser l'absence du confinement vertical de la lumière, la lumière peut être confinée verticalement par un guide d'onde planaire. Le guide d'onde planaire se compose d'une couche diélectrique entourée de deux autres couches diélectriques d'indices de réfraction plus faibles. Les guides d'onde planaires sont couramment utilisés en optique intégrée et sont facilement fabriqués par des techniques habituelles d'épitaxie. Les trous des cristaux photoniques sont gravés dans le guide d'onde planaire. Ce type de cristal photonique s'appelle: "cristal photonique bidimensionnel planaire". Il est fabriqué à l'aide de technologies standards de la microélectronique qui laissent une grande liberté pour des modifications locales des propriétés du réseau. Ces avantages font de ces structures des candidats prometteurs pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée. Le guide d'onde planaire qui assure le confinement vertical de la lumière se divise en deux catégories qui se distinguent par leur contraste d'indice:

**Fort contraste d'indice:** Les guides d'onde à fort contraste d'indice sont des membranes semiconductrices suspendues dans l'air (figure 1.8(a)) [33], des couches de silicium déposées sur une couche de silice ou des couches de GaAs déposées sur une couche de  $\text{Al}_x\text{O}_y$  (figure 1.8(b)). Le contraste d'indice est  $\Delta n \approx 2.5$  par rapport à l'air et  $\Delta n \approx 2$  par rapport à  $\text{Al}_x\text{O}_y$ .

Le fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière. Les pertes hors plan sont limitées. La profondeur des trous est seulement de quelques

centaines de nanomètres, ce qui rend la gravure plus facile. Par contre, ces structures sont moins stables mécaniquement (membranes en air) et souffrent d'une mauvaise conduction thermique ce qui peut être gênant pour certaines applications notamment celle des lasers. De plus l'injection des porteurs est difficile.

**Faible contraste d'indice:** Les cristaux photoniques bidimensionnels étudiés dans ce travail de thèse sont gravés dans des hétérostructures à faible contraste d'indice. Deux types d'hétérostructures sont étudiés: des hétérostructures sur substrat InP ( $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ ) et des hétérostructures sur GaAs ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ; figure 1.9). Le contraste d'indice est  $\Delta n \approx 0.1-0.2$  et le confinement vertical de la lumière est faible. Les pertes de propagation existent toujours et peuvent être minimisées dans certaines situations (paragraphe 5.4). En revanche, ces structures sont moins fragiles mécaniquement et peuvent être étudiées par un modèle bidimensionnel où l'indice du milieu diélectrique est celui du mode guidé dans l'hétérostructure verticale.

### 1.4.1 Pertes optiques

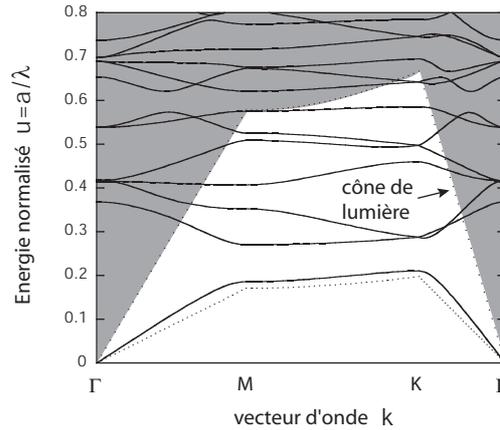
Les cristaux photoniques planaires gravés dans une hétérostructure présentent des pertes de propagation. Intuitivement, ces pertes sont dues à l'absence de confinement vertical dans les trous. La connaissance des pertes d'un cristal photonique planaire est essentielle, en vue des applications à l'optique intégrée. Les pertes peuvent être classées en deux catégories: les pertes intrinsèques inhérentes à la géométrie considérée et les pertes extrinsèques liées aux imperfections des structures fabriquées.

#### Pertes intrinsèques

Pour comprendre l'origine des pertes intrinsèques, il faut considérer le diagramme de bandes du cristal photonique (paragraphe 1.4.4). Le diagramme de bandes d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure peut être calculé à trois dimensions par la méthode des ondes planes (paragraphe 1.4.3). La figure 1.10 montre les modes propres d'un réseau triangulaire de trous d'air gravés dans une membrane de semiconducteur suspendue dans l'air. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône de lumière (zone grisée). Le cône de lumière est associé au guide planaire seul, indépendamment du cristal photonique gravé à travers. Il représente un continuum des modes radiatifs qui ne sont pas confinés dans la membrane. Dans le cas d'un système où les indices de réfraction des gaines  $n_{\text{gaine}}$  (ici air) sont identiques, le cône de lumière est défini comme la région située au-dessus de la droite  $c/n_{\text{gaine}}$  dans le diagramme de dispersion  $\omega(k)$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. On distingue entre les modes propres en dessous et dans le cône de lumière:

**En dessous du cône de lumière:** Les modes sont confinés verticalement dans la membrane avec un profil évanescent dans l'air. Ce sont des modes qui se propagent sans pertes dans le cristal.

**Dans le cône de lumière:** Les modes sont délocalisés avec un profil qui s'étend infiniment loin de la membrane. Ce sont des modes qui se couplent au continuum



*Fig. 1.10:* Diagramme de bandes d'une membrane semiconductrice suspendue dans l'air. La troisième dimension est prise en compte par l'intermédiaire du cône de lumière (zone grisée). Ce cône représente un continuum de modes radiatifs qui ne sont pas confinés dans la membrane.

*[Band diagram of dielectric membrane suspended in air. The third dimension is taken into account by the light cone (gray zone). This cone represents modes which are not confined in the membrane.]*

radiatif et se propage avec des pertes dans le cristal.

Un mode propre du cristal qui se trouve au-dessous du cône de lumière ne peut pas se coupler à des modes radiatifs. En revanche, lorsque le mode traverse la frontière du cône de lumière, il devient délocalisé et va donc subir des pertes de propagation.

Dans le cas d'une membrane, le cône de lumière ne recouvre que partiellement la bande interdite. Dans le cas d'une hétérostructure de faible contraste d'indice, toute la bande interdite est dans le cône de lumière. A première vue, le meilleur choix est donc une membrane. Cependant, il faut garder à l'esprit que lorsque l'on introduit des défauts (comme des cavités ou des guides d'onde) qui brisent l'invariance par translation, on ne peut pas empêcher le couplage aux modes radiatifs et ceci, quel que soit le contraste d'indice.

Dans le paragraphe 5.4, un modèle phénoménologique sera présenté pour décrire des pertes intrinsèques des cristaux photoniques de faible contraste d'indice et nous allons voir que dans certaines conditions, les pertes de propagation peuvent être minimisées.

## Pertes extrinsèques

Dans la pratique, des pertes intrinsèques s'ajoutent aux pertes extrinsèques. Les pertes extrinsèques sont liées aux imperfections de trous fabriqués, telles que la profondeur finie et la forme non conique des trous. Dans le paragraphe 5.4, un modèle phénoménologique permet de corrélérer ces pertes à la profondeur finie et à la forme plus ou moins conique des trous.

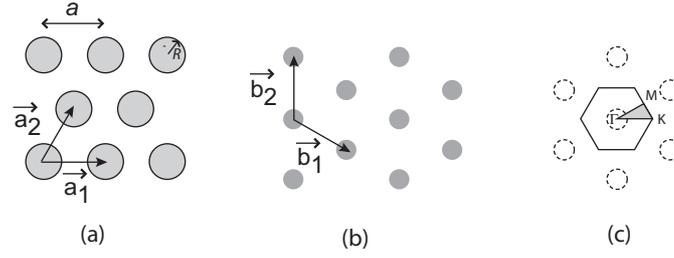


Fig. 1.11: Réseau triangulaire: (a) réseau direct, (b) réseau réciproque et (c) zone de Brillouin avec les points de symétrie

[Triangular lattice: (a) direct lattice, (b) reciprocal lattice and (c) Brillouin zone with symmetry points]

vecteurs directs	$\vec{a}_1 = (1,0); \vec{a}_2 = (\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$
vecteurs réciproques	$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{a} (1, -\frac{1}{3}\sqrt{3}); \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{a} (0, \frac{2}{3}\sqrt{3})$
facteur de remplissage	$\frac{2\pi R^2}{\sqrt{3} a^2}$
l'aire de la cellule élémentaire	$\frac{\sqrt{3}}{2} a^2$

Tab. 1.1: Propriétés élémentaires du réseau triangulaire  
[Basic properties of the triangular lattice]

### 1.4.2 Paramètres du réseau

Les cristaux photoniques planaires sont formés d'un réseau de trous gravés dans une hétérostructure guidante. Le réseau utilisé dans ce travail est un réseau triangulaire (figure 1.11 (a)). Ce réseau permet d'ouvrir des bandes interdites les plus larges dans le plan [20]. Le réseau est décrit par les vecteurs directs du réseau  $\vec{a}_1$  et  $\vec{a}_2$ . Les vecteurs du réseau réciproque sont définis par (figure 1.11(b)):

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{V_c}, \quad \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{V_c}, \quad \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{V_c} \quad (1.3)$$

où  $V_c = \vec{a}_1(\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)$  est le volume de la cellule élémentaire et  $a_3 = \vec{e}_z$  ( $\vec{e}_z =$  vecteur unitaire dans la direction z). La période du cristal photonique est  $a$  (figure 1.11(a)). Le facteur de remplissage désigne le rapport entre l'aire du motif (ici un disque:  $A = \pi R^2$ , où  $R$  est le rayon du disque) et l'aire de la cellule élémentaire du réseau. Pour le réseau triangulaire l'aire de la cellule élémentaire est  $A_c = \frac{\sqrt{3}}{2} a^2$ . Le facteur de remplissage est alors:

$$f = \frac{A}{A_c} = \frac{\pi R^2}{\frac{\sqrt{3}}{2} a^2} \quad (1.4)$$

Les propriétés élémentaires du réseau triangulaire sont résumées dans le tableau 1.1.

### 1.4.3 Techniques de modélisation

Dans ce travail, de thèse deux techniques de modélisation ont été utilisées: La méthode des différences finies dans le domaine temporel et la méthode de la décomposition en

ondes planes.

### Différences finies dans le domaine temporel

La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD<sup>1</sup>) est très utilisée dans le domaine de l'électromagnétisme, des antennes et des radars. Elle est basée sur un algorithme proposé par K.S. Yee [35]. Cet algorithme permet de résoudre les équations de Maxwell:

$$\nabla \times \vec{H}(x, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \epsilon(x) \vec{E}(x, t), \quad \nabla \times \vec{E}(x, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}(x, t). \quad (1.5)$$

Pour cela l'espace et l'espace-temps sont décomposés selon une grille de cellules élémentaires ( $i\Delta x, n\Delta t; i, n \in \mathbb{N}$ ). Dans l'algorithme de Yee la première dérivée d'une fonction  $f$  à l'instant  $n\Delta t$  en direction  $x$  est approximée par une différence finie:

$$\frac{\partial f}{\partial x}(i\Delta x, n\Delta t) = \frac{f|_{i+1/2}^n - f|_{i-1/2}^n}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \quad (1.6)$$

où  $f|_n^{\pm 1/2} = f((i \pm 1/2)\Delta x, n\Delta t)$  est la valeur de la fonction  $f$  à l'endroit  $(i \pm 1/2)\Delta x$  à l'instant  $t = n\Delta t$ . Pour déterminer la dérivée de la fonction  $f$  à l'endroit  $i\Delta x$ , on utilise les valeurs de la fonction  $f$  qui se situent de  $\pm 1/2\Delta x$  à droite et à gauche du point considéré. Si l'on applique l'équation 1.6 aux équations de Maxwell (équation 1.5), les composantes de  $\vec{E}$  et de  $\vec{H}$  sont décalées de  $\Delta x/2$  dans l'espace. Une expression similaire à l'expression 1.6 peut être trouvée pour la dérivée par rapport au temps:

$$\frac{\partial f}{\partial t}(i\Delta x, n\Delta t) = \frac{f|_i^{n+1/2} - f|_i^{n-1/2}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2] \quad (1.7)$$

De cette façon, les composantes de  $\vec{H}$  sont calculées au temps  $t$ , les composantes de  $\vec{E}$  sont calculées à  $t + 1/2\Delta t$  puis les composantes de  $\vec{H}$  sont calculées à  $t + \Delta t$  et ainsi de suite (figure 1.12). L'algorithme directement appliqué aux équations de Maxwell en une, deux et trois dimensions est décrit référence [36].

A la fin de la simulation, la transformée de Fourier des composantes des champs électrique et magnétique est calculée. Le calcul du vecteur de Poynting permet de déterminer le flux d'énergie et ensuite de calculer les coefficients de transmission et de réflexion de la structure.

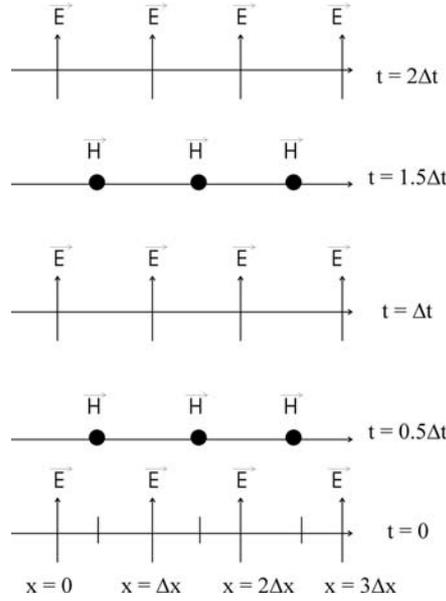
Pour prendre en compte les pertes hors plan dans les cristaux photoniques bidimensionnels, une conductivité  $\sigma$  peut être introduite dans les trous. La conductivité est reliée par [37]

$$\sigma = 2\pi\epsilon_{vide}c\frac{a}{\lambda_0}\epsilon'' \quad (1.8)$$

à la composante imaginaire de la constante diélectrique  $\epsilon''$ , donc aux pertes hors plan.  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale,  $\epsilon_{vide}$  est la constante diélectrique dans le vide,  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $a$  est la période du cristal photonique.

Pour les simulations effectuées avec cette méthode dans ce travail de thèse un programme, développé par M. Agio pendant sa thèse à l'université de Pavie, a été utilisé [38].

<sup>1</sup>en anglais: **Finite Difference Time Domain**



*Fig. 1.12: Principe de l'algorithme de Yee pour calculer les composantes du champ magnétique et électrique par la méthode FDTD dans une dimension*  
*[Principle of the Yee algorithm to calculate the components of magnetic and electric field with the FDTD method in one dimension]*

C'est un programme qui est basé sur la méthode FDTD en deux dimensions (FDTD-2D). La source, avec laquelle nous avons excité les structures à cristaux photoniques, était une source plane paire avec un profil temporel gaussien. Les conditions de bord étaient des conditions de bord périodiques [38].

### Décomposition en ondes planes

La décomposition en ondes planes<sup>2</sup> (PWE) est une autre méthode de simulation qui a été utilisée dans cette thèse. Elle permet de calculer très rapidement des courbes de dispersion et des diagrammes de bandes. Elle s'applique sur toutes les structures dont la constante diélectrique varie périodiquement dans l'espace.

Dans la décomposition, en ondes planes le théorème de Bloch est appliqué pour développer les champs  $\vec{H}$  et  $\vec{E}$  en ondes planes. Un cristal photonique bidimensionnel est périodique dans le plan (x,y) et les champs magnétique et électrique peuvent alors s'écrire:

$$\vec{H}(\vec{r}_{\parallel}) = \sum_{\vec{G}} \vec{H}(\vec{G}) e^{i(\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}) \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad \vec{E}(\vec{r}_{\parallel}) = \sum_{\vec{G}} \vec{E}(\vec{G}) e^{i(\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}) \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (1.9)$$

où  $\vec{k}_{\parallel}$ ,  $\vec{r}_{\parallel}$  sont le vecteur d'onde et un vecteur du réseau direct dans le plan (x,y) respectivement,  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque dans le plan. L'inverse de la constante diélectrique peut également être décomposée selon une série de Fourier:

$$(\epsilon(\vec{r}))^{-1} = \sum_{\vec{G}} (\epsilon(\vec{G}))^{-1} e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \quad (1.10)$$

<sup>2</sup>en anglais: **P**lane **W**ave **E**xpansion

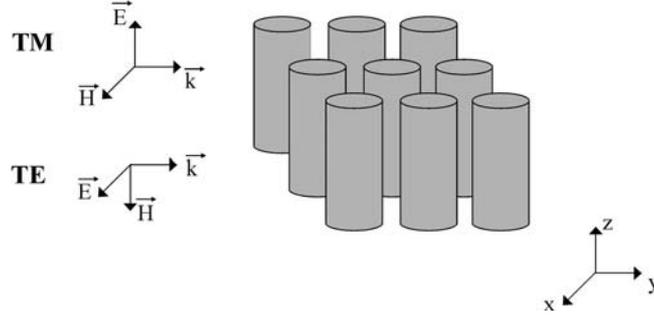


Fig. 1.13: Exemple d'un réseau bidimensionnel: périodique dans le plan  $(x,y)$  et invariant selon  $z$  et définition correspondante des polarisations TE et TM

[Example of a two dimensional lattice: periodic in the  $(x,y)$  plane and invariant along  $z$  and the corresponding definition of the TE and TM polarisations]

Si l'on injecte ces expressions dans les équations

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.11)$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \right) = \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.12)$$

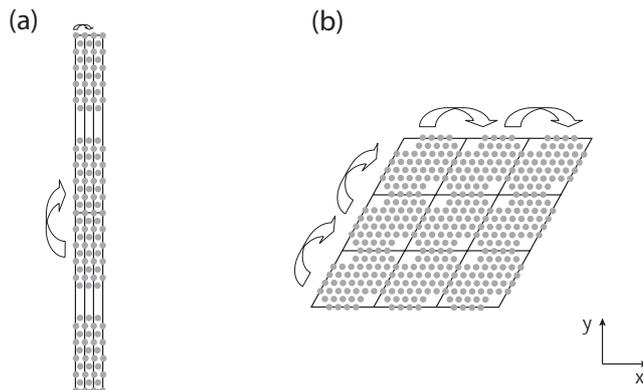
on obtient un problème aux valeurs propres pour les composantes de Fourier  $\vec{H}(\vec{G})$ . Si le nombre  $N$  d'ondes planes est tronqué au-delà d'une certaine norme  $G_{max}$ , on obtient un système linéaire  $N \times N$ . De plus, on peut montrer que ce problème vectoriel se sépare en deux problèmes scalaires pour la composante transverse du champ dans chacune des polarisations TE et TM [39, 40](figure 1.13):

$$\sum_{m=1}^N (\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}_n) \cdot (\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}_m) \cdot (\epsilon(\vec{G}_n - \vec{G}_m))^{-1} \cdot H_m(\vec{k}_{\parallel}) = \frac{\omega^2}{c^2} H_n(\vec{k}_{\parallel}) \quad \text{'TE'}$$

$$\sum_{m=1}^N |\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}_n| \cdot \epsilon((\vec{G}_n - \vec{G}_m))^{-1} \cdot |\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}_m| \cdot C_m(\vec{k}_{\parallel}) = \frac{\omega^2}{c^2} C_n(\vec{k}_{\parallel}) \quad \text{'TM'}$$

$$\text{avec } C_n(\vec{k}_{\parallel}) = |\vec{k}_{\parallel} + \vec{G}_n| \cdot E_n(\vec{k}_{\parallel})$$

La décomposition en ondes planes standard permet juste de calculer des diagrammes de bandes de pavés de cristaux photoniques. Si l'on veut calculer des structures plus complexes, par exemple des cavités ou des guides d'onde, cette méthode doit être adaptée: la cellule unitaire du cristal est remplacée par une supercellule contenant plusieurs cellules unitaires (figure 1.14). Dans le cas où la supercellule contient un défaut (par exemple une cavité), ce défaut est répété périodiquement dans l'espace (condition de bord périodique). La figure 1.14(a) montre une supercellule qui est adaptée aux calculs des modes et des relations de dispersion des guides d'onde rectilignes. Comme le guide d'onde est invariant par translation selon la direction  $x$ , la périodisation de la supercellule n'est nécessaire que suivant la direction  $y$ . La supercellule de la figure 1.14(b) est adaptée aux calculs des cavités hexagonales. La supercellule est répétée périodiquement dans les deux directions  $x$  et  $y$ . La distance entre les défauts doit être



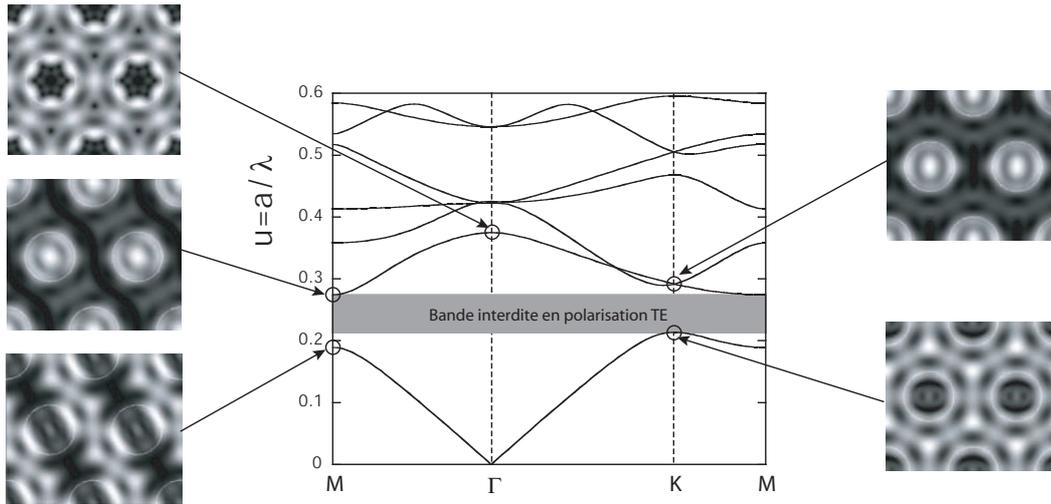
*Fig. 1.14: Deux exemples de supercellule: (a) type losange des calculs des cavités hexagonales (b) type rectangle pour des calculs de guides d'onde ou de cavités Fabry-Pérot [Two examples of supercells: (a) parallelogram-like supercell for calculations of hexagonal cavities (b) rectangular-like supercell for calculations of waveguides or Fabry-Pérot cavities]*

suffisante pour éviter le couplage des modes de cavités. Le nombre de rangées des trous entre les cavités doit être augmenté jusqu'à ce que la valeur des énergies propres converge vers une valeur stable.

#### 1.4.4 Diagramme de bandes

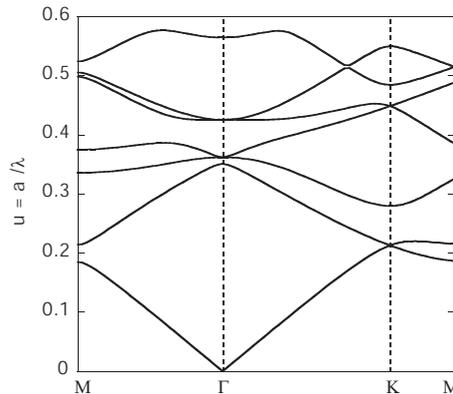
Un cristal photonique est caractérisé par son diagramme de bandes. Les figures 1.15 et 1.16 montrent les diagrammes de bandes d'un cristal photonique gravé dans une hétérostructure sur substrat GaAs ( $\epsilon_{\text{substrat}} = 11.4$  et  $\epsilon_{\text{trou}} = 1$ ) respectivement en polarisation TE et TM. Ces diagrammes ont été calculés par la méthode de décomposition en ondes planes. Le facteur de remplissage est  $f = 0.30$  et le réseau du cristal photonique est triangulaire. Une bande interdite est observée pour la polarisation TE entre  $u = a/\lambda = 0.21-0.27$  (figure 1.15). Par contre, pour la polarisation TM, aucune bande interdite ne s'ouvre (figure 1.16). En effet, l'ouverture de bandes interdites photoniques TE est plus favorisée si des zones de fort indice de réfraction sont connectées. Dans le cas contraire, si les zones de faible indices de réfraction sont connectées (par exemple, des piliers diélectriques dans l'air), c'est l'ouverture d'une bande interdite en polarisation TM qui est favorisée [20].

La figure 1.15 représente également le module du champ électrique aux points de haute symétrie de la première zone de Brillouin du réseau triangulaire. Comme pour les cristaux photoniques unidimensionnels, l'énergie des modes de la première bande de transmission se concentre dans les régions de fort indice de réfraction (le semiconducteur). Pour la deuxième bande de transmission, l'énergie des modes se concentre dans les régions de faible indice de réfraction (l'air). Pour cette raison, la première et la seconde bande de transmission sont respectivement nommées bande diélectrique et bande d'air.



*Fig. 1.15:* Diagramme de bandes d'un cristal photonique (polarisation TE, réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique de l'indice de réfraction  $\epsilon_{substrat} = 11.4$  avec un facteur de remplissage de  $f = 0.30$ ; Au point de symétrie de la première zone de Brillouin, le module du champ électrique est montré.

*[Band-diagram of photonic crystal (polarisation TE, triangular lattice) etched in a dielectricum with refractive index of  $\epsilon_{substrat} = 11.4$  with a filling factor of  $f = 0.30$ ; At the symmetry points of the first Brioullin zone the modulus of the electric field is shown.]*

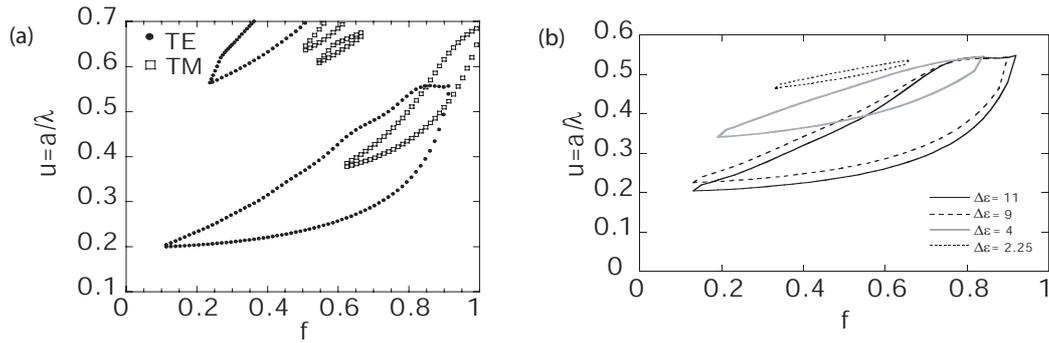


*Fig. 1.16:* Diagramme de bandes d'un cristal photonique (polarisation TM, réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique d'indice de réfraction  $\epsilon_{substrat} = 11.4$  avec un facteur de remplissage de  $f = 0.30$

*[Band-diagram of photonic crystal (polarisation TM, triangular lattice) etched in a dielectricum with refractive index of  $\epsilon_{substrat} = 11.4$  with a filling factor of  $f = 0.30$ ]*

### 1.4.5 Cartes des bandes interdites

Une carte des bandes interdites montre la position de la bande interdite en fonction du facteur de remplissage. La figure 1.17(a) montre une carte des bandes interdites (en polarisation TE et TM) d'un cristal photonique sur substrat GaAs ( $\epsilon_{substrat} = 11.4$ ). Le réseau du cristal photonique est triangulaire. Les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement à  $f \approx 0.11$  et à  $f \approx 0.63$ . La largeur de la bande interdite augmente jusqu'à  $f \approx 0.73$ , où elle est maximale. La région de la bande interdite



*Fig. 1.17: (a) Carte des bandes interdites en polarisation TE et TM d'un cristal photonique bidimensionnel (réseau triangulaire) gravé dans un milieu diélectrique de  $\epsilon_{substrat} = 11.4$  (b) Premières bandes interdites des cristaux photoniques (réseau triangulaire, polarisation TE) avec des contrastes d'indice différents*

*[(a) Gap map for TE and TM polarisation of a photonic crystal (triangular lattice) etched in a dielectricum with refractive index of  $\epsilon_{substrat} = 11.4$  (b) First ordered photonic band gap of photonic crystal with different index contrast (triangular lattice, TE polarisation)]*

complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM et se situe dans la fenêtre d'énergie  $u = 0.37-0.56$ . Les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente.

La figure 1.17(b) montre la première bande interdite TE en fonction du facteur de remplissage pour des contrastes d'indice différents ( $\Delta\epsilon = \epsilon_{substrat} - \epsilon_{trou}$ ). Le réseau du cristal photonique est triangulaire. Si le contraste d'indice augmente, la position de la bande interdite se déplace vers les basses énergies et la largeur de la bande interdite augmente.

# Chapitre 2

## Fabrication des cristaux photoniques

Dans cette thèse nous étudions des cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans des hétérostructures sur substrat InP ou GaAs. Les échantillons sur substrat InP (chapitre 5) ont été fabriqués dans le cadre du projet européen "Photonic Crystal Integrated Circuits" (PCIC). Les laboratoires de l'université de Würzburg (Allemagne), d'Opto+ (maintenant: Alcatel-Thales, III-V-Lab, France) et de l'école polytechnique royale-KTH (Suède) ont participé à ce projet. L'échantillon sur substrat GaAs (chapitre 6) a été fabriqué dans le cadre du projet européen "European Strategy Program for R&D in Information Technology project Semiconductor Microcavity Light Emitting Devices" (ESPRIT SMILED), notamment par C.J.M. Smith.

L'avantage des cristaux photoniques sur substrat InP ou GaAs consiste en la possibilité de les fabriquer à l'aide des techniques de la microélectronique. Cependant, même si l'on peut utiliser des techniques bien maîtrisées de la microélectronique, la fabrication des cristaux photoniques présente tout de même quelques défis.

échantillon	croissance	lithographie	gravure	chapitre
échantillons sur substrat InP				
IWK5	KTH	Uni Würzburg	KTH	5, 6
IWW9(2)	KTH	Uni Würzburg	Uni Würzburg	5
I006	opto+	opto+	opto+	5
échantillons endfire	opto+	opto+	opto+	5
échantillon sur substrat GaAs				
cavité hexagonale	EPFL	Uni Glasgow	Uni Glasgow	6

Tab. 2.1: Lieux de fabrication des différents échantillons sur substrat GaAs et InP  
[Fabrication places of the different GaAs and InP based samples]

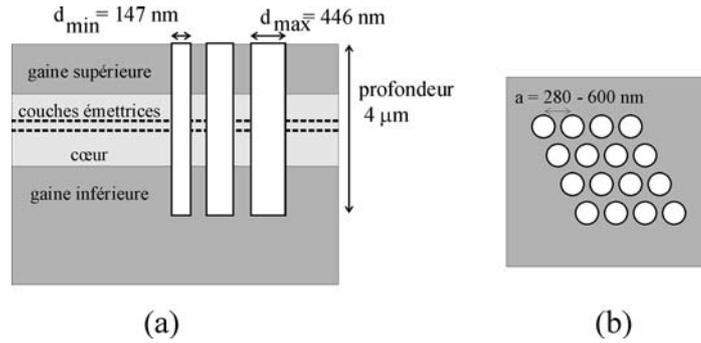


Fig. 2.1: (a) Structure verticale (b) Vue de dessus (réseau triangulaire) des échantillons étudiés; Les périodes/diamètres indiqués sont ceux d'un échantillon sur substrat InP.

[(a) Vertical structure (b) top view (triangular lattice) of the studied samples; The periods/diameters are the periods/diameters for an InP-sample.]

## 2.1 Hétérostructure verticale

La croissance des structures guidantes planaires est faite, soit par épitaxie par jet moléculaire (MBE<sup>1</sup>, échantillon sur substrat GaAs) soit par épitaxie en phase vapeur d'organo-métalliques (MOCVD<sup>2</sup>, échantillons sur substrat InP). Le cœur du guide d'onde est entouré de deux couches de gaine. Pour des mesures avec la méthode de la source interne, des couches émettrices (puits quantiques ou boîtes quantiques) sont insérées dans le cœur (figure 2.1(a)). Une description plus détaillée de chaque structure et ses propriétés optiques peut être trouvée dans le chapitre 3. Les propriétés optiques principales des hétérostructures sont :

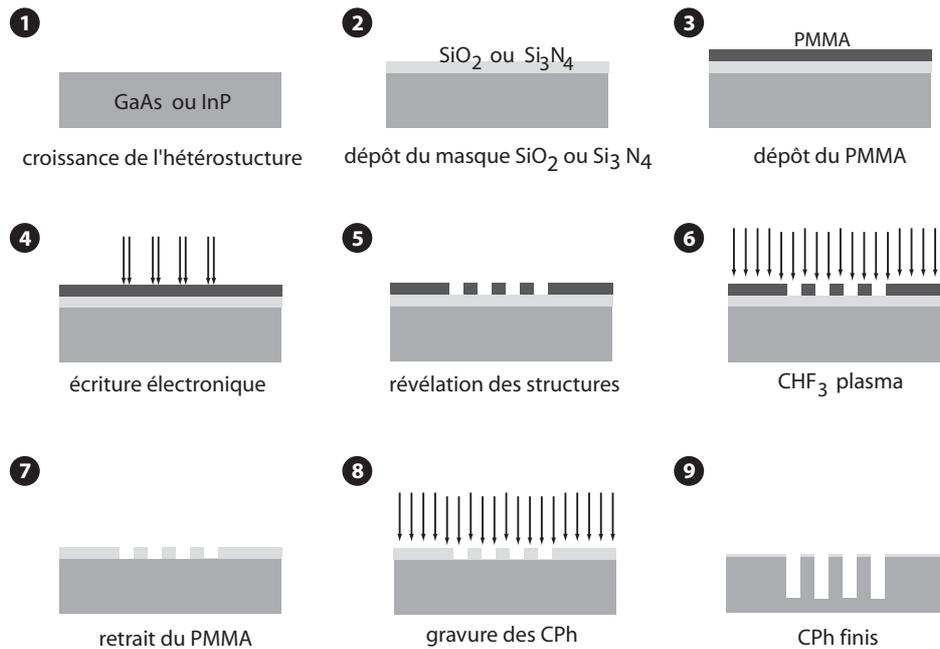
- guide d'onde monomode pour les polarisations TE et TM
- émission des couches émettrices autour de  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  (échantillon sur substrat GaAs) et autour de  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  (échantillons sur substrat InP)
- maximum de l'amplitude du champ électrique centré autour des couches émettrices

## 2.2 Cristaux photoniques

Pour avoir des cristaux photoniques ayant de bonnes propriétés optiques, la forme des trous doit satisfaire certaines conditions: les trous doivent traverser le cœur du guide d'onde, ce qui correspond à une profondeur finale de  $\sim 1 \mu\text{m}$  pour l'échantillon sur substrat GaAs et de  $\sim 3-4 \mu\text{m}$  pour les échantillons sur substrat InP. Les flancs des trous doivent être lisses et verticaux. Dans ce travail de thèse, le réseau des cristaux photoniques étudiés est de type triangulaire (figure 2.1(b)). Les périodes vont de  $a = 280 \text{ nm}$  à  $a = 600 \text{ nm}$  pour les échantillons sur substrat InP (figure 2.1(b)) et de  $a = 220 \text{ nm}$  à  $a = 300 \text{ nm}$  pour l'échantillon sur substrat GaAs. Pour limiter la diffraction de la lumière hors plan, on préfère des facteurs de remplissage autour de 35 %. Par conséquent, les diamètres des trous vont de 100 nm à 400 nm.

<sup>1</sup>en anglais: **M**olecular **B**eam **E**pitaxy

<sup>2</sup>en anglais: **M**etal **O**rganic **C**hemical **V**apor **D**eposition



*Fig. 2.2: Fabrication des cristaux photoniques: 1-3 préparation de l'échantillon; 4-5 lithographie électronique, 6-7 transfert du masque PMMA dans le masque de silice, 8-9 transfert du masque SiO<sub>2</sub> or Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> dans le semiconducteur*

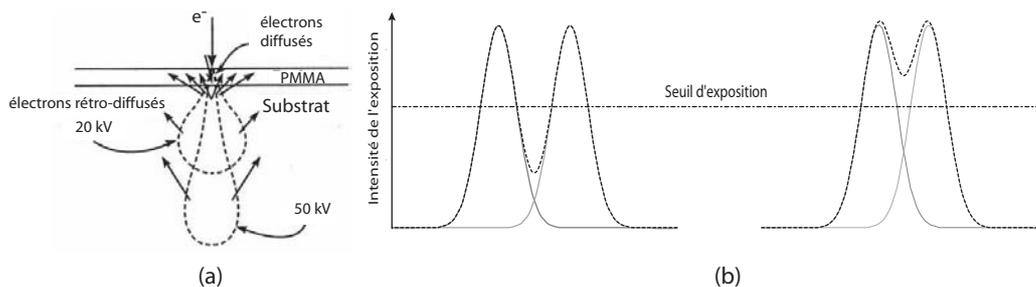
*[Patterning of photonic crystals: 1-3 sample preparation; 4-5 e-beam lithography; 6-7 transfer of the PMMA mask into the SiO<sub>2</sub> or Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> mask; 8-9 transfer of the SiO<sub>2</sub> or Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> mask into the semiconductor]*

## 2.3 Etapes du processus de fabrication

La fabrication des cristaux photoniques demande plusieurs étapes de fabrication qui sont détaillées figure 2.2.

1. L'hétérostructure est crue soit par MBE (échantillon sur substrat GaAs) soit par MOCVD (échantillons sur substrat InP).
2. Une couche de SiO<sub>2</sub> ou de Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> est déposée sur l'échantillon nettoyé.
- 3.-5. Une couche de PMMA<sup>3</sup> est déposée sur la couche de silice dans laquelle le masque est écrit par lithographie électronique.
- 6.-7. Le masque du PMMA est transféré dans la couche de silice par une gravure sèche.
- 8.-9. Le masque de la couche de silice est transféré par une gravure sèche dans le semiconducteur.

<sup>3</sup>PolyMéthyl(MethAcrylate)



*Fig. 2.3: (a) Distribution des électrons retro-diffusés dans le semiconducteur à des énergies différentes (b) Deux structures isolées ne peuvent pas être résolues si la somme des distributions dépasse le seuil de développement de la résine*

*[(a) Distribution of the electron scattering in the semiconductor at different energies (b) Two isolated structures of a mask may be reproduced as a single one if the sum of the tail of the two exposure distributions exceed the threshold value of the resist]*

## 2.4 Masque de silice

Pour graver des trous suffisamment profonds, il est nécessaire d'avoir un masque qui a une grande sélectivité de gravure entre le semiconducteur et le matériau du masque. Cette sélectivité est un facteur déterminant pour graver des trous profonds. Le PMMA dont l'épaisseur est limitée à 500-1000 nm n'a pas une sélectivité suffisante pour graver des trous profonds. Une étape intermédiaire est nécessaire. Le masque de PMMA est d'abord transféré sur un masque diélectrique par gravure sèche (étapes 3-7, figure 2.2) [41]. Comme couche diélectrique, on utilise normalement  $\text{SiO}_2$  ou  $\text{Si}_3\text{N}_4$  selon la gravure sèche employée par la suite [42–45]. L'épaisseur de la couche varie entre 200 nm et 350 nm [43, 46]. La couche est normalement déposée sur la surface nettoyée de l'échantillon par PECVD<sup>4</sup>(étape 2, figure 2.2).

La sélectivité du masque de silice par rapport à la gravure du semiconducteur dépend de la méthode de gravure sèche utilisée. Par exemple, on obtient une sélectivité de 25:1 pour une couche  $\text{SiO}_2$  avec gravure sèche par CAIBE [44] et de 18:1 avec gravure sèche par ECR-RIE [45]. Dans le cas d'une couche  $\text{Si}_3\text{N}_4$  on trouve une sélectivité de 11:1 avec une gravure par ICP-RIE [42]. Les différentes techniques de la gravure sèche sont expliquées dans le paragraphe 2.6.

## 2.5 Lithographie électronique

Les plus petits diamètres de trous de cristaux photoniques à réaliser dans les échantillons sont de l'ordre de grandeur de 100 nm. A ces échelles, seule la lithographie électronique permet d'atteindre une résolution suffisante ( $\leq 0.1 \mu\text{m}$ ) [47]. La lithographie électronique utilise la focalisation d'un faisceau d'électrons sur la surface de l'échantillon. Un jeu de lentilles électromagnétiques dévie le faisceau électronique qui balaye la surface pixel par pixel. La surface est couverte par une résine sensible à l'irradiation des électrons accélérés (normalement un polymère). Le PMMA est une résine de premier choix. Lorsque les électrons traversent la couche de PMMA, ils brisent

<sup>4</sup>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD)

les liaisons des molécules du polymère. La résine exposée à ces endroits devient soluble dans certaines solutions chimiques. La couche de résine est éliminée aux endroits qui correspondent aux emplacements des trous. Elle peut maintenant servir de masque pour graver le masque de silice (étapes 3-5, figure 2.2).

Il y a plusieurs mécanismes qui imposent des limites à la lithographie électronique. Les électrons peuvent être diffusés à petits angles lorsqu'ils pénètrent dans la couche de PMMA. Ce phénomène augmente la taille théorique du faisceau d'électrons. Cet effet peut être minimisé si l'on diminue l'épaisseur de la couche de PMMA et si l'on augmente la tension d'accélération.

Après avoir traversé la couche de PMMA, les électrons poursuivent leur chemin dans le semiconducteur. Dans le semiconducteur, ils peuvent être diffusés à grand angle et notamment être rétro-diffusés vers la couche de PMMA. La résine est surexposée à ces endroits. Cette surexposition diminue la résolution du faisceau initial et engendre les effets de proximité (figure 2.3(a)): les petites structures proches des grandes structures sont surexposées et des petites structures isolées sont sous-exposées. Dans le cas extrême, il n'est plus possible de distinguer deux structures isolées (figure 2.3(b)). Pour corriger les effets de proximité, il existe trois possibilités:

**Modulation de la dose:** Des doses (=intensité du faisceau d'électron) différentes sont attribuées aux structures différentes pour anticiper la surexposition. Le calcul des interactions entre les structures différentes est assez complexe et demande beaucoup de puissance de calcul. Contrairement à l'intuition, les structures denses reçoivent une dose unitaire et les petites structures isolées reçoivent une dose plus grande pour compenser cet effet [47].

**Réduction de la dimension des structures denses:** La dimension nominale des structures denses est réduite pour compenser la dose supplémentaire qu'elles reçoivent, c'est à dire les structures écrites sont plus petites que leur dimension nominale. Typiquement, on écrit un trou d'un diamètre de 100 nm pour obtenir un trou d'un diamètre de 120 nm. Cette technique peut être utilisée à l'aide de machines qui ne peuvent pas moduler l'intensité du faisceau. Mais elle ne peut pas être utilisée si les structures sont d'une dimension proche de celle du pixel élémentaire.

**Dose "fantôme":** En premier lieu, la structure inverse est écrite par un faisceau défocalisé. Ensuite la structure réelle est écrite normalement (figure 2.4). L'exposition totale est dépourvue des effets de proximité. Cette méthode est rapide, mais elle ne corrige pas la diffusion des électrons vers l'avant.

Des logiciels spécialisés permettent d'effectuer la correction de l'effet de proximité automatiquement. Par exemple, un programme spécialisé a été réalisé par R. Wüest *et al.* à l'ETHZ [48].

Dans ce travail, la modulation de la dose et la réduction de la dimension nominale des structures denses ont été utilisées. Les structures ont été écrites avec une tension d'accélération de 100 keV ou 30 keV dans une couche de PMMA de 500 nm à 950 nm [42-45].

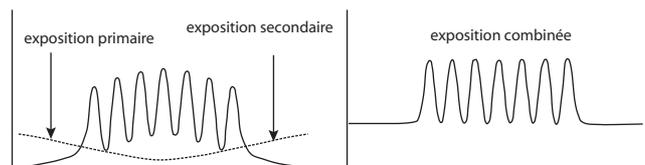


Fig. 2.4: Correction de l'effet de proximité par la technique de la dose "fantôme": l'exposition défocalisée du profil négatif est superposée à l'exposition primaire du profil positif pour obtenir une exposition totale sans effet de proximité.

[In the GHOST technique the primary pattern is overlaid by the negative background profile in order to correct for back scattering.]

## 2.6 Techniques de la gravure sèche

Un appareil de gravure sèche consiste en une enceinte ultra-vide. Dans l'enceinte un plasma d'un mélange gazeux (par exemple Argon (Ar) et Chlore ( $\text{Cl}_2$ )) est créé. Le plasma est produit par un champ électrique alternatif qui crée des radicaux et des ions à partir des molécules ou des atomes de gaz ( $\text{Ar}^+$ ,  $\text{Cl}\cdot$ , etc.). La gravure de l'échantillon est maintenant une combinaison entre la gravure physique et la gravure chimique.

**La gravure physique:** Les ions positifs sont accélérés par le champ électrique vers l'échantillon qui est placé sur la cathode et les ions érodent physiquement l'échantillon. La gravure physique est très directionnelle. La sélectivité est faible parce que le masque est également érodé par le bombardement des ions.

**La gravure chimique:** La gravure chimique est obtenue par les radicaux dans le plasma. Les radicaux sont transportés vers la surface de l'échantillon où ils sont adsorbés. Ils réagissent chimiquement avec le semiconducteur pour former une ou plusieurs espèces volatiles. Ces espèces volatiles sont désorbés de la surface, diffusées dans l'enceinte et éliminées par le système de pompage. La gravure chimique est sélective, rapide, mais isotrope.

Dans le cas de la gravure des échantillons sur substrat InP, un mélange gazeux de Ar/ $\text{Cl}_2$  est utilisé. Comme les masses atomiques de l'indium (In) et du phosphore (P) sont très différentes, le bombardement par les ions d'argon enlève préférentiellement les atomes de phosphore. Par contre, les radicaux  $\text{Cl}\cdot$  réagissent avec les atomes d'indium pour former du chlorure d'indium ( $\text{InCl}_3$ ). La pression de vapeur du composé  $\text{InCl}_3$  est assez faible et le produit n'est pas assez volatile à température ambiante. Il est donc difficile de l'éliminer lors de la gravure. C'est pourquoi, il est en général nécessaire de chauffer l'échantillon lors du processus au-dessus de  $225^\circ\text{C}$  [43, 49].

Dans le cas de la gravure de l'échantillon sur substrat GaAs, un mélange gazeux Ar/ $\text{Cl}_2$  est également utilisé. Le chlore réagit avec le matériau pour former des composants  $\text{GaCl}_3$  ou  $\text{Ga}_2\text{Cl}_6$ . La pression de vapeur de ces deux composants est plus élevée que celui de  $\text{InCl}_3$  et il n'est pas nécessaire de chauffer l'échantillon [43].

Très souvent, on observe que la vitesse de gravure des trous de grands diamètres est plus grande que celle des trous de petits diamètres. Il y a quatre raisons possibles à cet effet: 1) le faisceau d'ions est masqué par les bords du masque 2) les ions sont déviés par des effets de charge du masque 3) des produits de gravure se redéposent sur

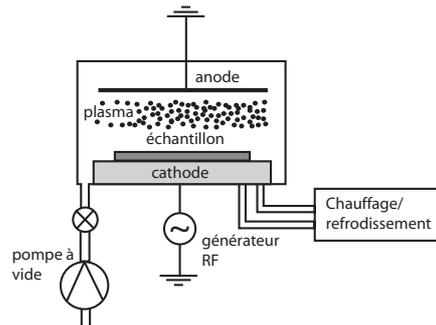


Fig. 2.5: Schéma d'une machine de gravure à plasma de type CCP  
[Schematic representation of a CCP etch tool]

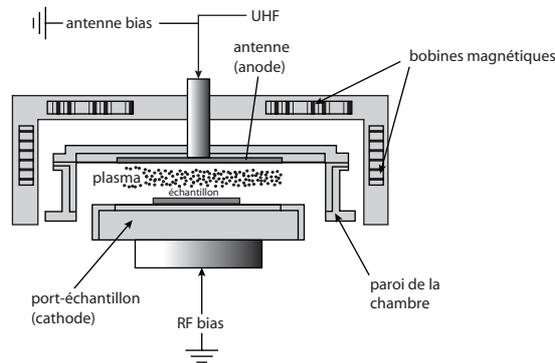


Fig. 2.6: Schéma d'une machine de gravure par résonance électron-cyclotron  
[Schematic representation of an electron cyclotron resonance etch machine]

les parois des trous 4) présence d'effets de charge dans les trous.

En général, la vitesse de la gravure et la sélectivité de la gravure dépendent de la tension, de la pression, de la température et de la composition du mélange gazeux. Pour optimiser la qualité des cristaux photoniques, il faut trouver la bonne composition de ces facteurs.

Il y a plusieurs techniques possibles pour réaliser la gravure sèche des semiconducteurs:

**Plasma par couplage capacitif:** Une machine typique de gravure par plasma par couplage réactif <sup>5</sup> est montrée figure 2.5. Le plasma est produit entre deux électrodes par un générateur RF. Pour augmenter l'anisotropie de la gravure, le libre parcours moyens des ions accélérés peut être augmenté si l'on travaille à basse pression. Malheureusement, plus la pression est faible plus il faut d'énergie pour créer un plasma et donc plus l'énergie des ions est grande. Pour cette raison, ce système ne permet pas de travailler à des basses pressions sans augmenter l'énergie des ions, c'est à dire l'intensité de la gravure physique. Cette technique est utilisée pour transférer le masque de PMMA dans le masque de silice.

<sup>5</sup>en anglais capacity coupled plasma-reactive ion etching: CCP-RIE)

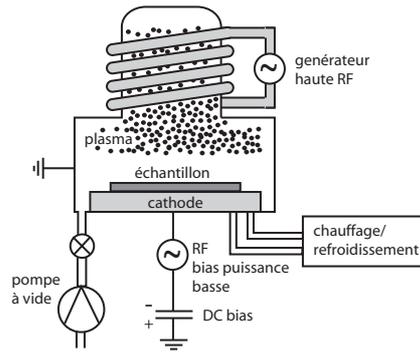


Fig. 2.7: Schéma d'une machine de gravure par plasma couplé inductivement  
[Schematic representation of an inductively coupled plasma etch machine]

### Gravure par résonance électron-cyclotron<sup>6</sup>:

Dans ce type de gravure (figure 2.6) le plasma est créé par les ondes d'ultra hautes fréquences. La fréquence correspond à la fréquence de résonance cyclotron des électrons. L'énergie des ions est ainsi contrôlée indépendamment de la densité de plasma en contrôlant l'intensité des radio fréquences. Le produit  $\text{InCl}_3$  désorbe facilement dans cette technique parce que l'échantillon est chauffé indirectement [43].

L'échantillon IWW9(2) a été fabriqué à l'aide de cette technique (chapitre 5). Une puissance de 1000W, une fréquence de 150 W, un mélange du gaz  $\text{Ar}/\text{Cl}_2$  de 1/4.5 et une pression de  $2.4 \times 10^{-3}$  mbar ont été utilisés [43]. La profondeur des trous obtenus est  $4 \mu\text{m}$  pour un facteur de remplissage de  $f = 0.3 - 0.35$  et la forme des trous est conique.

### Gravure par plasma couplé inductivement:

Dans la gravure par plasma couplé inductivement<sup>7</sup> (figure 2.7) le plasma est créé par une bobine qui génère un champ magnétique. Ce champ magnétique induit un champ électrique qui accélère les électrons dans un mouvement circulaire (figure 2.7). La densité du plasma peut être contrôlée indépendamment de la tension entre les électrons, c'est à dire l'énergie des ions.

Dans le cas de l'échantillon IOO6 (chapitre 5), cette technique a été utilisée avec une gravure basée sur une chimie de  $\text{SiCl}_4$ . La fréquence est 13.56 MHz et la température de l'échantillon est stabilisée à  $20^\circ\text{C}$  par un flux d'hélium sous le porte-échantillon [42]. La profondeur des trous obtenus est  $4.5 \mu\text{m}$  pour un facteur de remplissage de  $f = 0.25$  et la forme des trous est conique tronquée.

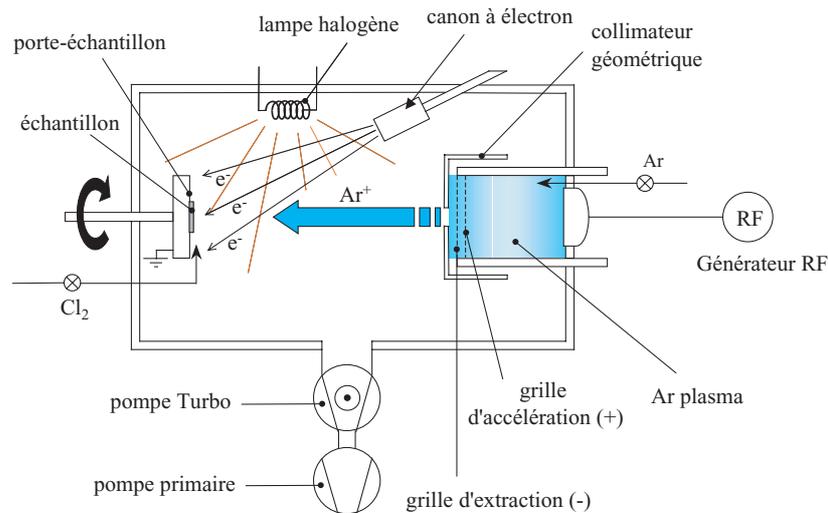
### Gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement<sup>8</sup>:

Contrairement aux techniques de la gravure physique décrites plus haut, cette technique permet de contrôler indépendamment les composantes de la gravure physique et de la gravure chimique. Le plasma pour la gravure physique (par exemple  $\text{Ar}^+$ ) est créé dans une chambre séparée de l'échantillon (figure 2.8). Ensuite la composante chimique (par exemple  $\text{Cl}_2$ ) est introduite sous forme de gaz proche de l'échantillon. Le gaz

<sup>6</sup> en anglais: **E**lectron **C**yclotron **R**esonance **R**eactive **I**on **E**tching (ECR-RIE)

<sup>7</sup> en anglais: **I**nductively **C**oupled **P**lasma **R**eactive **I**on **E**tching (ICP-RIE)

<sup>8</sup> en anglais: **C**hemically **A**ssisted **I**on **B**eam **E**tching (CAIBE)



*Fig. 2.8: Schéma d'une machine de gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement (figure de M. Mulot *et al.* [50])*

*[Schematic representation of an electron cyclotron resonance etch machine (figure from M. Mulot *et al.* [50])]*

est ionisé à l'aide d'un canon à électrons. Une lampe halogène permet de contrôler la température de l'échantillon.

L'échantillon IWK5 du chapitre 5 a été fabriqué à l'aide de cette technique. Pour la gravure un mélange de gaz Ar/Cl<sub>2</sub> de 5:1 a été utilisé [44]. La profondeur des trous obtenus est 4.5 μm pour un facteur de remplissage de  $f = 0.42 - 0.50$  et la forme des trous est conique.

## 2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les techniques de fabrication des cristaux photoniques à 2 dimensions gravés dans des hétérostructures avec un faible contraste d'indice. Les hétérostructures sont crues, soit par épitaxie par jet moléculaires, soit par épitaxie en phase vapeur d'organo-métalliques. Un processus en plusieurs étapes est utilisé pour fabriquer des trous d'une profondeur supérieure à 1 μm avec des parois lisses et verticales. Le masque, qui est écrit par lithographie électronique dans une couche de PMMA, est transféré par une gravure sèche dans un masque de SiO<sub>2</sub>. Le masque de silice a une grande sélectivité pendant le procédé de gravure. Les trous du cristal photonique sont gravés par gravure sèche. Pour cela, trois techniques de gravure sèche peuvent être utilisées (gravure par résonance électron cyclotron (ECR-RIE), gravure par plasma couplé inductivement (ICP-RIE), gravure par faisceau d'ions assistée chimiquement (CAIBE)) qui se distinguent par le type de plasma obtenu. La qualité des cristaux photoniques gravés par ces trois techniques de gravure sèche est discutée dans le chapitre 5.



# Chapitre 3

## Descriptions de la structure verticale des échantillons

L'hétérostructure planaire des échantillons utilisés doit satisfaire certaines propriétés optiques:

1. Le guide vertical de l'hétérostructure doit être monomode pour les deux polarisations TE et TM, afin d'éviter des effets de couplage de mode avec des modes propres aux cristaux photoniques. Le recouvrement du profil du champ électrique avec la partie non gravée des trous doit être minimisé pour éviter d'ajouter des pertes hors plan supplémentaires. En jouant sur l'épaisseur des couches dans la structure verticale, on peut optimiser, pour une technique de fabrication des cristaux photoniques donnée, la structure verticale et le recouvrement du profil du champ électrique avec les trous (paragraphe 5.4 et [51]).
2. Pour la technique de la source interne (paragraphe 4.1) un bon émetteur de lumière doit être inclus dans le cœur de l'hétérostructure. La réabsorption du guide d'onde à la longueur d'onde des émetteurs de lumière doit être minimale pour ne pas perturber les propriétés intrinsèques des cristaux photoniques. De plus, la plage spectrale de l'émetteur doit être suffisamment large pour minimiser le nombre de périodes à mesurer. La photoluminescence doit être homogène sur toute la surface pour permettre une normalisation fiable.

Dans ce travail de thèse, deux hétérostructures différentes ont été utilisées: des hétérostructures sur substrat InP et des hétérostructures sur substrat GaAs.

### 3.1 Hétérostructure sur substrat InP

Le guide planaire de cette hétérostructure consiste en un cœur de  $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{As}_{1-x}\text{P}_{1-y}$  d'épaisseur 432 nm. Le cœur est entouré de deux gaines d'InP d'épaisseur 200 nm et 600 nm (figure 3.1(a)). Le guide est monomode pour les deux polarisations TE et TM. L'indice effectif  $n_{eff}$  pour le mode TE est 3.243 et pour le mode TM 3.233. Le profil au carré du champ électrique (figure 3.1(b)) est décalé légèrement par rapport au centre du cœur du guide pour réduire la réabsorption de la lumière par les puits quantiques. Les pertes de propagation sont de l'ordre de grandeur de  $\alpha \approx 200 \text{ cm}^{-1}$

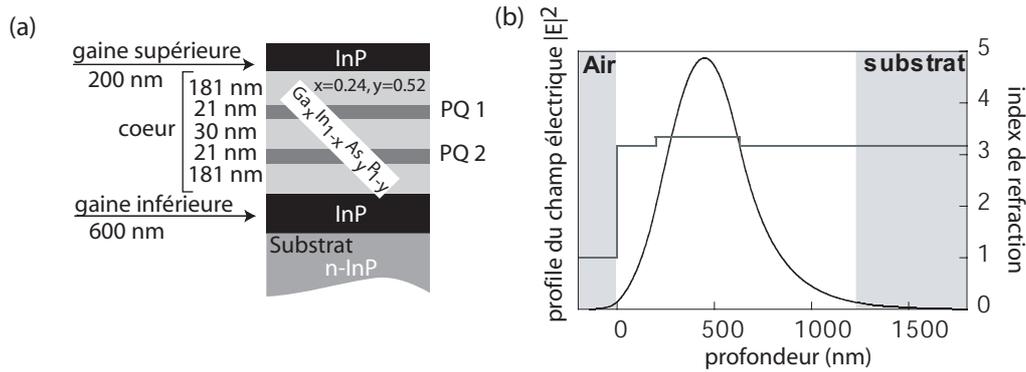


Fig. 3.1: (a) Structure verticale de l'échantillon sur substrat InP (b) Profil du mode guidé dans l'échantillon sur substrat InP: le guide est monomode en polarisation TE avec  $n_{eff} = 3.243$

[(a) Vertical structure of the InP based sample (b) Profil of the guided mode of the InP based sample; the guide is monomode in TE polarisation with  $n_{eff} = 3.243$ ]

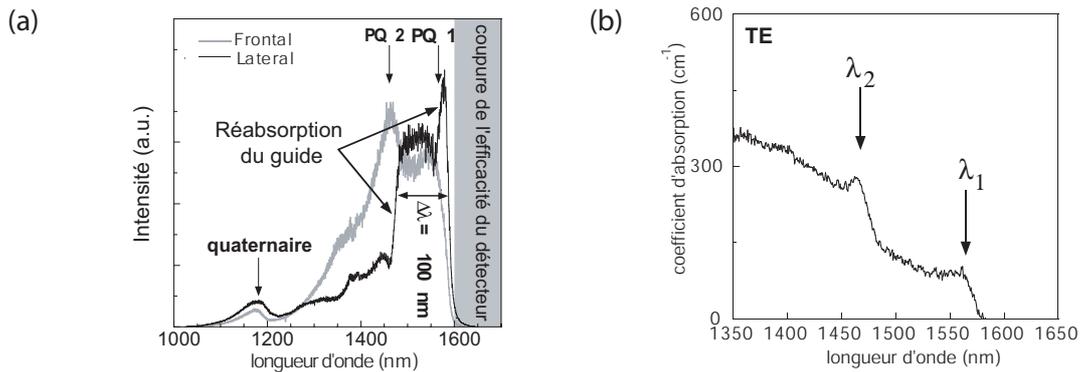


Fig. 3.2: (a) Spectre de photoluminescence frontal (courbe grise) et latéral (courbe noire) en polarisation TE de l'échantillon sur substrat InP (b) Pertes modales d'un guide InP/InAsGaP en polarisation TE. Les flèches indiquent la longueur d'onde émission des puits quantiques.

[(a) The frontal (grey line) and the lateral (black line) photoluminescence spectrum in TE polarisation for the InP based sample; (b) Modal losses for a InP/InAsGaP waveguide in TE polarisation. The wavelength of the quantumwell emission are indicated by arrows.]

(valeur expérimentale). Ce sont des pertes essentiellement due à la réabsorption de la lumière par les puits quantiques dans le cœur du guide.

Les deux puits quantiques PQ1 et PQ2, insérés dans le cœur du guide, ont des longueurs d'ondes d'émission centrées à  $\lambda_1 = 1565$  nm et  $\lambda_2 = 1460$  nm. La sommation de ces deux spectres d'émission mène à un spectre de photoluminescence en polarisation TE centré autour de  $\lambda_z = 1550$  nm avec une largeur spectrale de  $\Delta\lambda \approx 100$  nm pour le mode guidé (figure 3.2(a)). A cause de la réabsorption par les puits quantiques, on observe dans le spectre de photoluminescence du mode guidé un flanc d'absorption à  $\lambda_z = 1475$  nm qui n'est pas observé dans le spectre de photoluminescence frontale

(figure 3.2(a), courbe grise). Le pic à  $\lambda_{quat} = 1220$  nm est dû à l'émission de la bande interdite du quaternaire  $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$ . Cette partie du spectre a pour source des émetteurs qui ne sont pas dans le cœur du guide d'onde et ne peut pas être utilisée pour les mesures de la source interne. Le coefficient d'extinction est montré figure 3.2(b). Les flancs abrupts sont dus à l'absorption par les deux puits quantiques PQ1 et PQ2. Les deux flèches indiquent les longueurs d'ondes d'émission des puits quantiques.

## 3.2 Hétérostructure sur substrat GaAs

Le guide de cette hétérostructure consiste en un cœur de GaAs d'épaisseur 241 nm. Le cœur est entouré du côté surface par 300 nm de  $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$  et du côté substrat par 400 nm de  $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$  (figure 3.3(a)). Idéalement, on pourrait utiliser l'AlAs pur comme gaine mais celui-ci s'oxyde trop facilement à l'air. C'est pourquoi, on utilise  $\text{Al}_{0.80}\text{Ga}_{0.20}\text{As}$  du côté substrat dont l'indice de réfraction demeure assez faible pour assurer le guidage. Du côté air, le guidage est assuré par l'air et par la couche d' $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ . En polarisation TE, le guide est bi-modal avec  $n_{eff} = 3.36$  pour le mode pair et  $n_{eff} = 3.13$  pour le mode impair (figure 3.3(b)). L'angle de réflexion interne du mode impair ( $\theta_c = 26.4^\circ$ ) est supérieur à l'angle critique du GaAs ( $\theta_c = 16.1^\circ$ ). En première approximation, le mode impair ne peut pas perturber les mesures parce qu'il ne peut pas sortir par la facette clivée et ne peut être collecté ainsi. De plus les pertes de propagation ( $\alpha \approx 2500 \text{ cm}^{-1}$ ) sont beaucoup plus élevées que celles du mode pair ( $\alpha \approx 100 \text{ cm}^{-1}$ ).

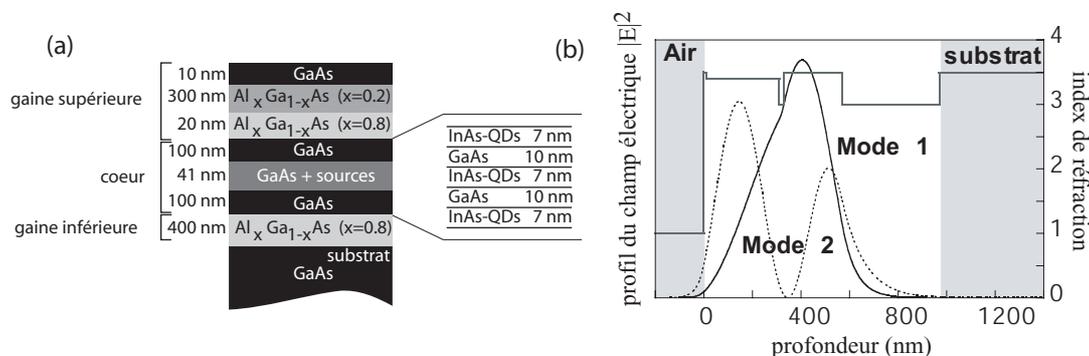
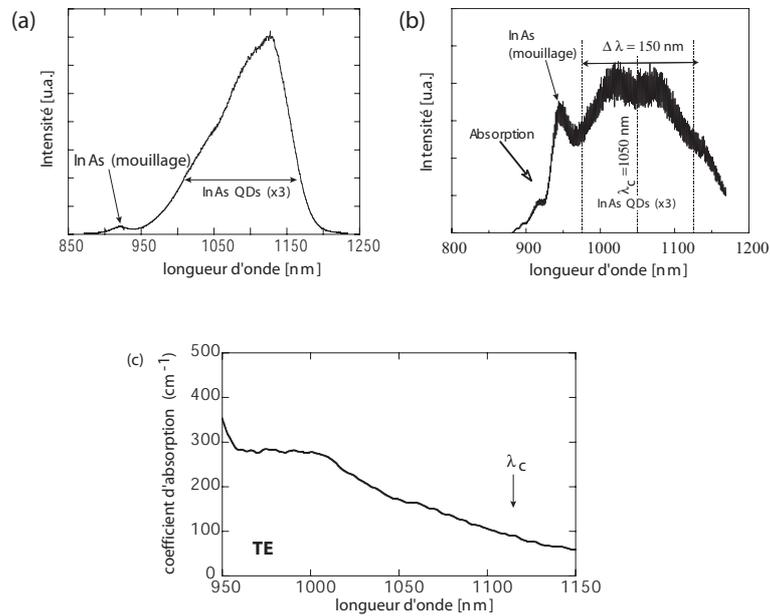


Fig. 3.3: a) Structure verticale de l'échantillon sur substrat GaAs; (b) Profils des modes guidés dans l'échantillon sur substrat GaAs en polarisation TE avec  $n_{eff} = 3.36$  (mode 1) et  $n_{eff} = 3.13$  (mode 2)

[(a) Vertical structure of the GaAs based sample (b) Profil of the guided modes of the GaAs based sample with  $n_{eff} = 3.36$  (mode 1) and  $n_{eff} = 3.13$  (mode 2)]

Dans cette hétérostructure, la couche émettrice est constituée de trois couches de boîtes quantiques InAs placées au centre du cœur. La photoluminescence frontale est montrée figure 3.4(a) en polarisation TE. Le pic à  $\lambda = 923$  nm correspond à la couche de mouillage d'InAs. La photoluminescence des boîtes quantiques est peu polarisée mais elle se couple plus facilement au mode TE [52]. La photoluminescence latérale (figure 3.4(b)) est centrée autour de  $\lambda = 1050$  nm et la largeur spectrale est  $\Delta\lambda \approx 150$  nm. A cause de la réabsorption de la lumière, un flanc d'absorption apparaît vers  $\lambda =$

930 nm ce qui n'est pas le cas dans le spectre de la photoluminescence frontale (figure 3.4(a)).



*Fig. 3.4:* Spectre de photoluminescence frontal (a) et latéral (b) en polarisation TE de l'échantillon sur substrat GaAs (c) Pertes modales d'un guide AlGaAs/GaAs en polarisation TE

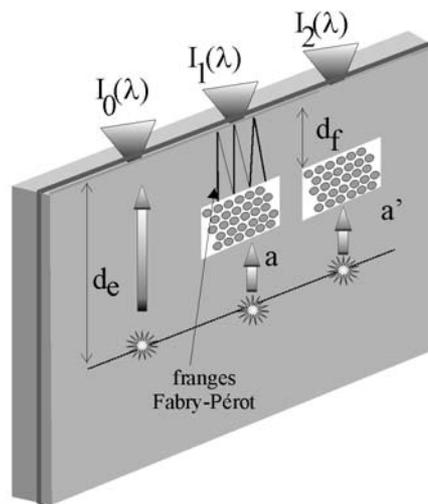
[Frontal (a) and lateral (b) photoluminescence spectrum in TE polarisation for the GaAs based sample (c) Modal losses for a AlGaAs/GaAs waveguide in TE polarisation]

# Chapitre 4

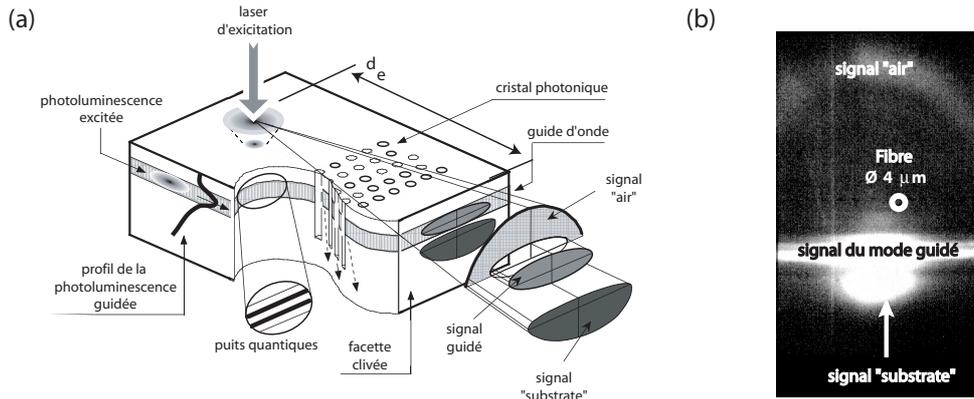
## Méthodes de caractérisation optique

### 4.1 Principe de la source interne

La méthode de caractérisation de la source interne a été développée durant l'année 1996 à l'Ecole Polytechnique Palaiseau (EPP) Paris [52]. Elle repose sur l'excitation d'une source lumineuse interne à l'échantillon. La source lumineuse est constituée d'émetteurs (puits ou boîtes quantiques) de lumière qui sont inclus dans le cœur de l'hétérostructure guidante. La photoluminescence est excitée localement dans l'échantillon dans une zone non gravée à une distance  $d_e$  de la facette clivée (figure 4.1). La lumière guidée interagit avec le cristal photonique gravé sur son trajet à travers le guide d'onde, avant de sortir par la facette clivée de l'échantillon où elle est collectée par un objectif de microscope (figure 4.1). La lumière collectée est couplée à une fibre optique multimode qui est reliée à un spectromètre pour une analyse spectrale de la lumière. La transmission des cristaux photoniques peut être mesurée quantitativement en prenant comme référence



*Fig. 4.1: Principe de la méthode de la source interne  
[Principle of the internal light source technique]*



*Fig. 4.2:* (a) Principe de la méthode de la source interne: La photoluminescence des émetteurs insérés dans le guide d'onde est excitée dans une zone non gravée de l'échantillon. Les trois faisceaux sortant de la facette clivée après s'être propagés dans l'air, le substrat et le guide sont indiqués. (b) Image typique des signaux lorsque l'optique de collection est focalisée sur la facette clivée. Le cercle blanc représente l'image conjuguée de la fibre de collection.

*[(a) Principle of the internal light source measurement: The photoluminescence of the emitters embedded in the waveguide are excited in a non etched region. The three signals after propagating in the air, the substrate and the waveguide are shown. (b) Typical image of the signals when the collection optics is focused on the cleaved facet. The white circle represents the conjugate image of the collection fiber.]*

la lumière qui se propage à travers une zone sans cristaux photoniques. Le rapport des intensités  $I_1(\lambda)/I_0(\lambda)$  de ces deux mesures donne une valeur quantitative de la transmission des cristaux photoniques pour autant que la distance entre la source et la facette clivée  $d_e$  reste constante.

La plage spectrale de l'émission de photoluminescence est limitée par la longueur du spectre d'émission des émetteurs et ne permet pas de sonder l'intégralité de la bande interdite pour une période  $a$  donnée d'un cristal photonique. Pour cela, plusieurs cristaux photoniques avec des périodes différentes et un facteur de remplissage constant sont gravés sur le même échantillon. De cette façon, on peut mesurer la bande interdite en fonction de la fréquence réduite  $u = a/\lambda$ . Cette technique, où la longueur d'onde d'excitation reste constante et la période du cristal photonique est changée, est appelée balayage lithographique.

### 4.1.1 Nature des signaux collectés

La configuration générale de l'expérience de la source interne est montrée figure 4.2. Les émetteurs dans le cœur du guide planaire sont excités avec un laser focalisé sur la surface de l'échantillon à une distance  $d_e$  de la facette clivée. Une fraction de la photoluminescence générée est couplée au mode guidé de l'hétérostructure. Le reste de la photoluminescence générée est émis vers le substrat ou vers l'air. Les trois signaux sont visibles sur la figure 4.2(b) lorsque l'objectif de microscope est focalisé sur la facette clivée. Les trois chemins empruntés par la lumière correspondent aux trois signaux avec des plans de focalisation différents: le signal se propageant dans l'air, le signal provenant du substrat et le signal issu du mode guidé [52].

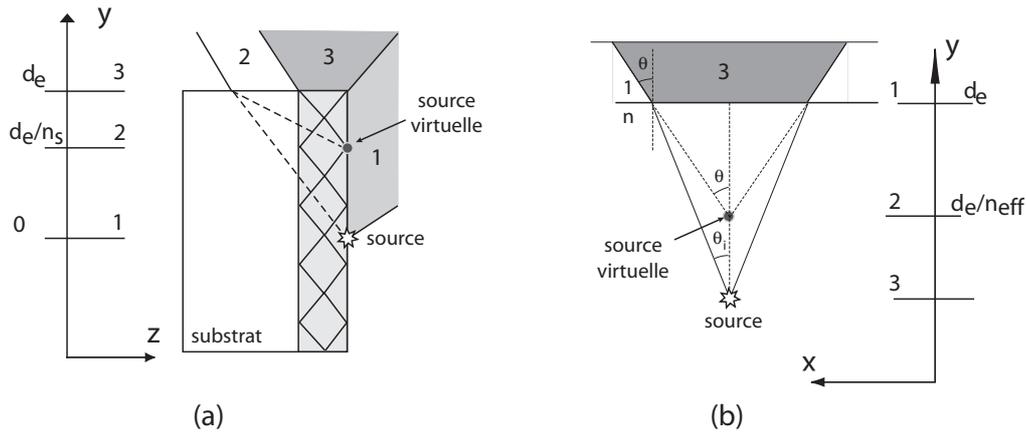


Fig. 4.3: (a) Les positions des plans focaux associées aux trois signaux dans la vue latérale. Il est supposé que la source se situe à la surface de l'échantillon. (b) Vue horizontale pour visualiser le deuxième plan de focalisation du signal guidé.

[(a) The positions of the focal planes of the three different signals in the lateral view. (b) Front view showing the second focal plane of the guided mode.]

**Le signal qui se propage via l'air** est issu de la lumière qui se propage dans l'air depuis le point d'excitation. Il est vu comme une source située à la distance  $d_e$  de la facette clivée (plan focal 1 sur la figure 4.3(a)). Il apparaît donc focalisé dans le plan situé à la hauteur du point d'excitation. Lorsque la mise au point de l'objectif de microscope est effectuée sur la facette clivée de l'échantillon, ce signal apparaît défocalisé sous forme d'un demi cercle de rayon  $d_e \times ON$  où  $ON$  est l'ouverture numérique de l'objectif.

**Le signal qui se propage via le substrat** provient de la lumière qui se propage dans le substrat d'indice de réfraction  $n_s$  depuis le point d'excitation. Il est vu comme une source interne située à la distance  $d_e/n_s$  (plan focal 2 sur la figure 4.3(a)). Si la mise au point de l'objectif de microscope est effectuée sur la facette clivée de l'échantillon ce signal apparaît défocalisé sous forme d'un demi-cercle de rayon  $d_e/n_s \times ON$ .

**Le signal qui se propage via le mode guidé** correspond à la lumière qui est couplée au mode du guide planaire. La lumière est confinée dans la direction  $z$  de l'échantillon et se propage librement dans le plan  $(x,y)$  dans un milieu d'indice de réfraction  $n_{eff}$  (figure 4.3(b)). Le signal apparaît focalisé comme une source interne située à la distance  $d_e/n_{eff}$  de la facette clivée (plan focal 2 sur la figure 4.3(b)). En pratique, les valeurs de  $n_{eff}$  et  $n_s$  sont très proches. Les plans de focalisation pour les deux signaux sont très comparables et sont confondus facilement. A partir de la facette clivée, ce signal se propage librement dans l'air. On obtient un deuxième plan de focalisation où le signal apparaît au bord clivé comme une barre parallèle de longueur  $d_e n_{eff} \times ON$  (plan focal 3 sur la figure 4.3(a) et figure 4.2(b)).

### Intensité des signaux collectés

On peut supposer que l'émission des émetteurs est isotrope. Puis on peut supposer que l'intensité  $I$  des trois signaux est proportionnelle à l'ouverture angulaire de collection dans chaque canal qui est emprunté par la photoluminescence émise:  $I \propto \Omega_{int}$ , où  $\Omega_{int}$  est l'angle solide dans lequel la lumière du signal considéré est collectée. Si l'on fait une analyse détaillée des angles d'ouverture des signaux on peut calculer les fractions d'intensité émise dans le substrat, dans l'air et dans le mode guidé [53,54]. On obtient ainsi qu'une fraction d'intensité de 16.5 % (22 %) est émise dans le mode guidé, une fraction d'intensité de 34 % (31 %) est émise vers le substrat et une fraction d'intensité de 1.64 % (1.5 %) est émise vers l'air pour des cristaux photoniques sur substrat GaAs (InP) [53,54].

La lumière émise est collectée par l'objectif de microscope. L'ouverture numérique de l'objectif est  $ON = 0.5$  correspondant à un angle de collection  $\theta = 30^\circ$ . Dans le guide d'onde de l'échantillon sur substrat GaAs (InP) cet angle se réduit à  $\theta_l = 8.6^\circ$  ( $8.9^\circ$ ), à cause du fort contraste d'indice entre l'air et le semiconducteur (figure 4.4). Seule la lumière dans ce cône peut être collectée par l'objectif de microscope. Une analyse des différents angles solides montre ainsi qu'une fraction de 9.5 % (9.8 %) de la lumière du mode guidé, une fraction de 6.7 % (6.7 %) de la lumière émise vers l'air et de 0.56% (0.6%) de la lumière émise vers le substrat GaAs (InP) peuvent être collectées par l'objectif de microscope [53,54].

Le produit des deux fractions calculées donne la fraction totale collectée par l'objectif de microscope. Ainsi une fraction de 1.6% (1,86 %) de la lumière du mode guidé, de 0.2 % (0.22 %) de lumière émise vers le substrat et de 0.1 % (0.1 %) de la lumière émise vers l'air sont collectées par l'objectif de microscope pour des cristaux photoniques sur substrat GaAs (InP). Par conséquent, le signal du mode guidé est collecté par l'objectif de microscope de façon majoritaire par rapport aux autres signaux [53,54].

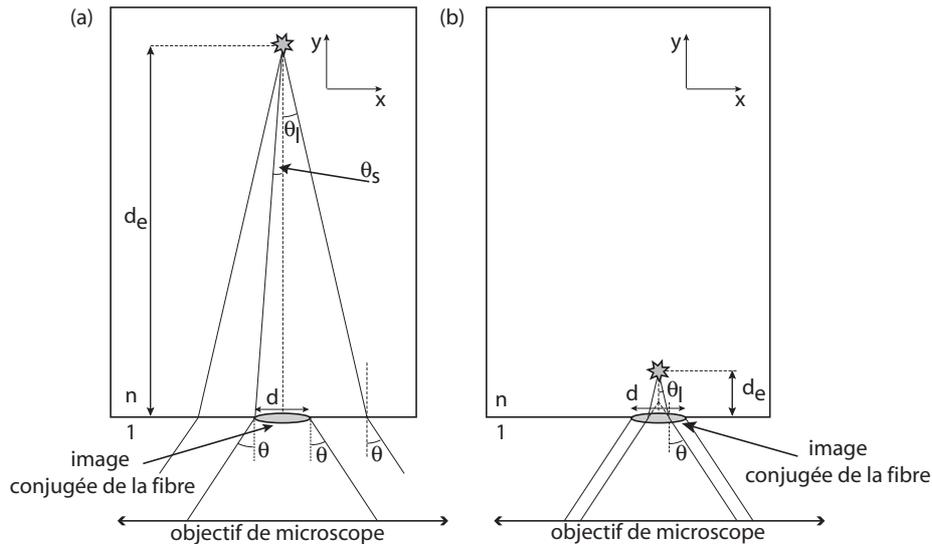
### Distance d'excitation

On distingue deux régimes pour la distance d'excitation (figure 4.4). Dans le premier toute la lumière qui est dans le cône avec l'angle d'ouverture  $\theta_l$  est collectée par l'objectif de microscope (figure 4.4(b)). Dans le deuxième régime (figure 4.4(a)) seulement une fraction du signal sortant de la facette est collectée, parce que l'angle de collection interne  $\theta_s = \arctan(\frac{d}{d_e}) < \theta_l$  est limité par l'image conjuguée de la fibre ( $d = 4 \mu\text{m}$ ). La distance où se situe la transition entre ces deux régimes est déterminée par la condition  $\theta_s = \theta_l$  et on obtient ainsi:

$$d_{trans} = \frac{d}{2 \tan \theta_l} \quad (4.1)$$

Pour des échantillons sur substrat GaAs et InP, on obtient une valeur de  $d_{trans} = 13 \mu\text{m}$ . Jusqu'à maintenant, nous avons supposé la source ponctuelle. En pratique il faut prendre en compte son extension spatiale ( $S = 4 \mu\text{m}$ ). Des angles plus grands sont ainsi collectés:  $\theta_s = \frac{d+S}{2\theta_l}$  et nous obtenons comme distance limite  $d_{trans} = 57 \mu\text{m}$  [52].

Tant que la distance d'excitation  $d_e$  est inférieure à  $57 \mu\text{m}$ , la sélectivité angulaire est donnée par l'angle  $\theta_l$ . Lorsque  $d_e$  est supérieur à  $57 \mu\text{m}$  l'image conjuguée de la fibre optique assure la sélectivité angulaire qui s'améliore par rapport à  $\theta_l$ . L'inconvénient



*Fig. 4.4:* Les deux régimes d'excitation possibles: (a) La source est placée loin de la facette. (b) La source est placée proche de la facette. Les angles de collection internes ( $\theta_s$  et  $\theta_l$ ), la distance d'excitation de la photoluminescence ( $d_e$ ), le diamètre de l'image conjuguée de la fibre ( $d$ ) et l'angle de collection de l'objectif de microscope ( $\theta$ ) sont indiqués.

*[The two possible regimes of excitation: (a) The source is placed far from the cleaved facet. (b) The source is placed close to the facet. The internal angles of collection ( $\theta_s$  et  $\theta_l$ ), the excitation distance of the photoluminescence ( $d_e$ ), the diameter of the conjugate fiber image ( $d$ ) and the collection angle of microscope objectif are reported.]*

est que l'on collecte seulement une partie de la lumière émise par la source interne, une grande partie de la lumière créée est perdue et ne sert pas à la mesure.

La sélectivité angulaire est importante pour les mesures de cristaux photoniques. Les propriétés optiques des cristaux photoniques dépendent fortement de l'angle d'incidence par rapport aux axes de symétrie du cristal photonique. Il est alors préférable de travailler avec des distances d'excitation supérieures à  $57 \mu\text{m}$ .

### 4.1.2 Montage optique

Le montage optique illustré sur la figure 4.5 est inspiré du montage optique développé à l'EPP. Contrairement à ce dernier, il a été conçu pour pouvoir mesurer des échantillons sur substrat GaAs ( $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ) et sur substrat InP ( $\lambda \approx 1.55 \mu\text{m}$ ) [55].

**(1) Ligne d'excitation** La photoluminescence des émetteurs est excitée avec un Laser He-Ne ( $\lambda = 633 \text{ nm}$  et  $P = 17 \text{ mW}$ ). Le faisceau du laser est étendu et filtré spatialement pour obtenir un diamètre de faisceau adapté à la pupille d'entrée de l'objectif de microscope. Le faisceau est focalisé sur la surface de l'échantillon avec un objectif de microscope (longueur focale =  $200 \text{ mm}$ ,  $\text{ON} = 0.4$ ). Le diamètre du point d'excitation sur la surface de l'échantillon est de  $2.5 \mu\text{m}$  et la densité maximale de pompage est de  $340 \text{ kW/cm}^2$ . L'échantillon est monté sur un translateur possédant 6 degrés de liberté ( $x, y, z, \Theta, \Phi$  et  $\Psi$ ).

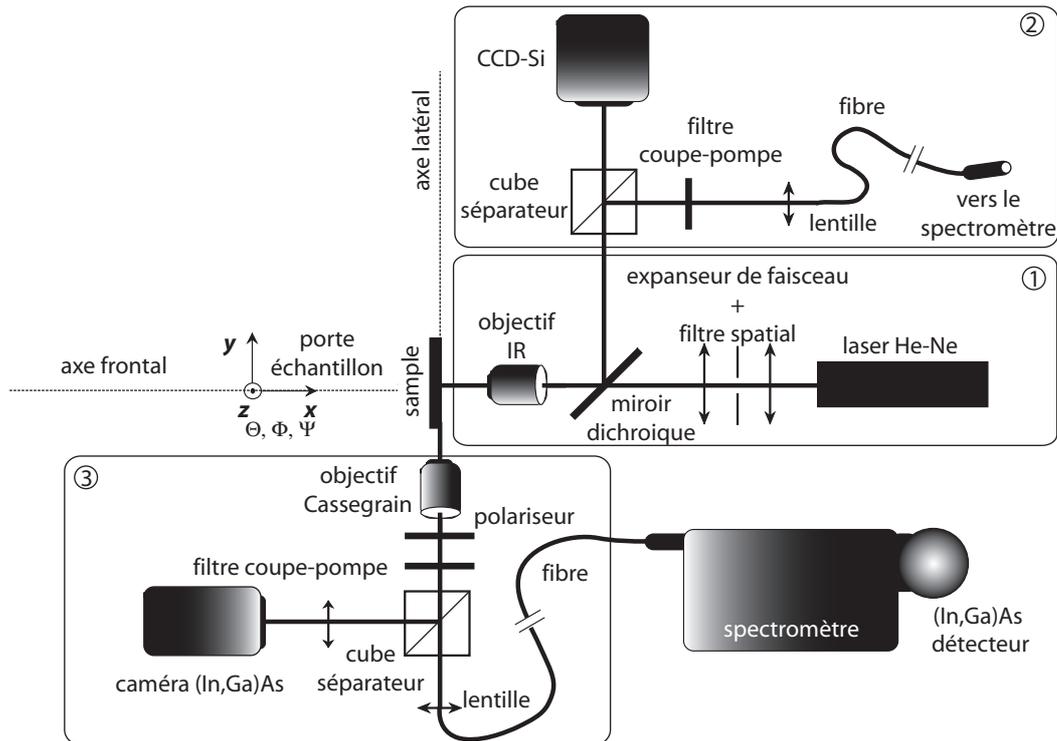


Fig. 4.5: Montage optique de l'expérience de la source interne vue de dessus  
 [Top view of the internal light source set-up]

**(2) Ligne de collection/imagerie frontale** L'objectif de microscope collecte aussi la lumière émise par la surface de l'échantillon et permet de visualiser les structures étudiées. La lumière émise depuis la surface de l'échantillon est réfléchiée par un miroir dichroïque orienté à  $45^\circ$  par rapport à la ligne d'excitation et qui laisse passer la lumière du laser He-Ne. Le faisceau est ensuite séparé en deux faisceaux par un cube séparateur. Le premier faisceau est focalisé avec une lentille (longueur focale = 40 cm) sur une caméra CCD<sup>1</sup>-Si qui permet de visualiser le spot d'excitation et la surface de l'échantillon qui est également éclairée par une diode électroluminescente à 950 nm (non montrée dans la figure 4.5). Le deuxième faisceau est couplé avec une lentille (longueur focale = 25 cm) à une fibre optique multimode (diamètre du cœur = 100  $\mu\text{m}$ ) reliée au spectromètre. La fibre optique est montée sur un translateur à 3 trois degrés de liberté (x,y,z) qui permet de déplacer l'image de la fibre librement sur la surface de l'échantillon. Un filtre coupe-pompe permet d'éliminer toute contribution parasite du laser d'excitation.

**(3) Ligne de détection/imagerie latérale** La lumière émise par la facette clivée est collectée par un objectif du type Cassegrain qui est parfaitement achromatique (distance de travail = 8.6 mm, ON = 0.5). Un filtre coupe-pompe élimine toute contribution parasite du laser d'excitation. Un polariseur permet de choisir soit la composante TE soit la composante TM du signal collecté. Un cube séparateur divise la lumière en deux faisceaux. Le premier faisceau est focalisé avec une lentille (longueur focale = 50 cm) sur

<sup>1</sup>anglais: Charge Coupled Device

une caméra  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  qui est sensible aux longueurs d'onde dans l'infrarouge proche. Le deuxième faisceau est couplé avec une lentille (longueur focale = 15 cm) à une fibre optique multimode reliée au spectromètre. Le spectromètre est équipé d'un détecteur multicanal  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  refroidi par azote liquide. La longueur focale du spectromètre (Jobin Yvon) est de 46 cm et il est équipé de 2 réseaux. Le premier réseau possède 150 traits/mm et le second 900 traits/mm. Pour une longueur d'onde de  $\lambda = 1500$  nm le premier réseau fournit une résolution de 0.7 nm sur une plage spectrale de 360 nm et le second une résolution de 0.09 nm sur une plage spectrale de 40 nm.

Le détecteur se compose de deux barrettes de 256 pixels entrelacés. Chaque pixel est une photodiode  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  de taille  $50 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$  qui est reliée à son propre circuit amplificateur. Le détecteur est sensible aux longueurs d'ondes comprises entre 0.9 et 1.7  $\mu\text{m}$ . L'efficacité quantique est supérieure à 75 % sur une plage spectrale allant de 1.0  $\mu\text{m}$  à 1.6  $\mu\text{m}$ .

## 4.2 Expérience de type "endfire"

Le principe de l'expérience de type "endfire" consiste à coupler la lumière venant d'une source externe via une fibre optique microlentillée dans l'échantillon. La lumière, après

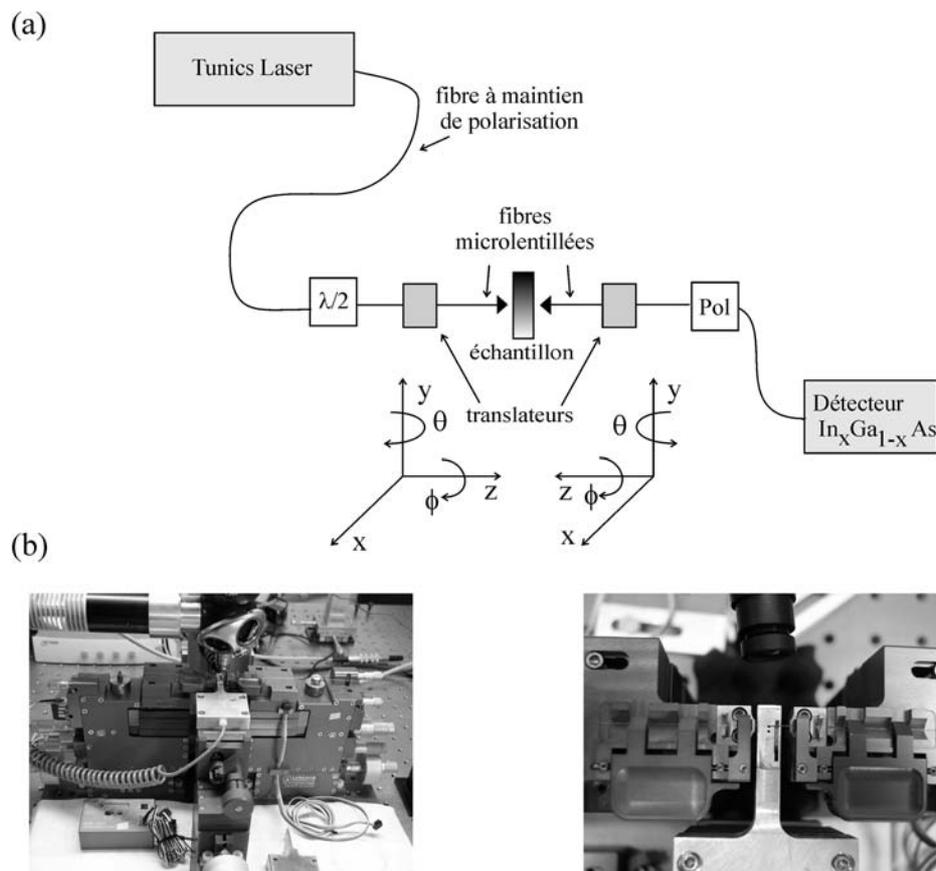


Fig. 4.6: (a) Schéma du montage optique de l'expérience de type endfire (b) Photos du montage optique

[(a) Sketch of the endfire set-up (b) Photographs of the endfire set-up]

appareil	caractéristique technique
Laser	$P_{min} = 0.2 \text{ mW}$ , $P_{max} = 10 \text{ mW}$ $\lambda_{min} = 1490 \text{ nm}$ , $\lambda_{max} = 1640 \text{ nm}$ à $1 \text{ mW}$
Détecteur	$P_{min} = 31.6 \text{ pW}$ , $P_{max} = 1.41 \text{ mW}$ $\lambda_{min} = 800 \text{ nm}$ , $\lambda_{max} = 1600 \text{ nm}$
Translateur	$\Delta z = 0.2 \text{ }\mu\text{m}$ $\Delta x, \Delta y = 20 \text{ nm}$ $\Delta\theta, \Delta\Phi = 0.2 \text{ arcsec}$
lame demi-onde	Transmission: 97 % - 98 % à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$
Polariseur	Transmission: 97 % - 98 % à $1.55 \text{ }\mu\text{m}$
fibres microlentillées	rayon de courbure: $6 \text{ }\mu\text{m}$ longueur focale: $12.5 \text{ }\mu\text{m}$ rayon du point de focalisation : $2 \text{ }\mu\text{m}$

Tab. 4.1: Récapitulatif des caractéristiques techniques des appareils utilisés dans l'expérience de type endfire

[Summary of the technical properties of the equipment of the endfire set-up]

avoir traversé l'échantillon, est collectée avec une deuxième fibre microlentillée identique et détectée avec une photodiode (figure 4.6). L'analyse spectrale se fait soit en utilisant une source externe accordable (en général un laser accordable), soit en utilisant une source blanche externe associée à une résolution spectrale en sortie. Les échantillons utilisés se composent de guides rubans d'entrée et de sortie afin de coupler la lumière dans les structures à cristaux photoniques. Cette configuration permet de mesurer des structures à cristaux photoniques dans une configuration proche de celle d'une vraie configuration d'optique intégrée. En plus, pour certaines structures (par exemple des cavités avec des très grands facteurs de qualité ou des cristaux photoniques avec des pertes très faibles) il est nécessaire de mesurer seulement les propriétés intrinsèques des cristaux photoniques ce qui n'est pas faisable avec la méthode de la source interne à cause de la réabsorption de la lumière par les puits ou boîtes quantiques. En revanche, la fabrication des échantillons devient plus compliquée. Il faut graver des guides rubans et des cristaux photoniques de très bonne qualité ce qui peut nécessiter plusieurs étapes de lithographie. La mesure des structures à cristaux photoniques prend plus de temps: Il faut assurer un bon couplage de la lumière dans le guide d'onde d'entrée et la source externe doit être balayée dans la plage spectrale. En outre, l'analyse des mesures devient plus compliquée à cause des interférences multiples de la lumière dans l'échantillon (voir paragraphe 5.6).

### 4.2.1 Montage optique

Le schéma de l'expérience est montré figure 4.6. La source utilisée est un laser accordable relié à une fibre microlentillée via une fibre optique à maintien de polarisation. Cette fibre microlentillée permet de coupler efficacement la lumière excitatrice polarisée linéairement dans le guide d'accès de l'échantillon. L'angle de la polarisation par rapport aux axes de la section du guide d'onde est contrôlé avec une lame demi-onde ( $\lambda/2$ , figure

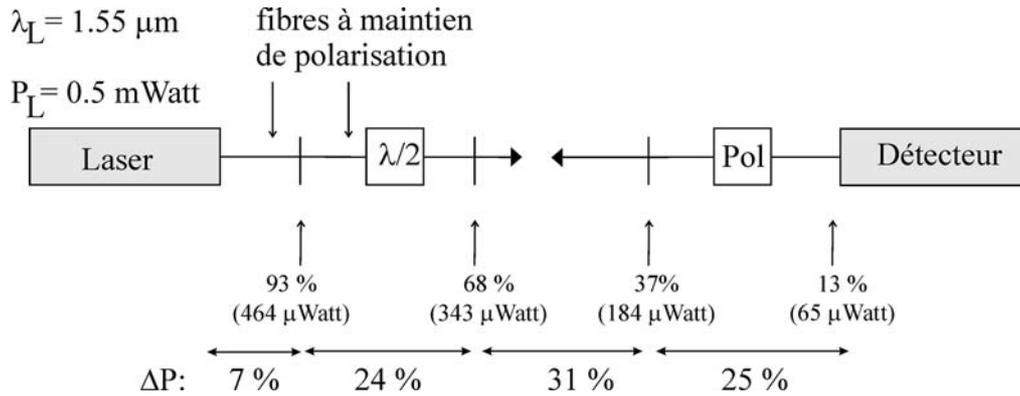


Fig. 4.7: Caractérisation des performances du montage optique de l'expérience de type endfire [Characterisation of the performances of the endfire set-up]

4.6). La lumière, après avoir traversé l'échantillon, est collectée avec une deuxième fibre microlentillée identique à la première et détectée avec une photodiode  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y$ . Une conversion de polarisation éventuelle est détectée avec un polariseur (Pol, figure 4.6) relié à la fibre de sortie. Pour assurer un bon couplage et une bonne collection de la lumière entrante et sortante de l'échantillon, les fibres microlentillées sont montées sur des translateurs à cinq degrés de liberté ( $x, y, z, \theta, \phi$  figure 4.6). Même si les fibres microlentillées ne sont pas à maintien de polarisation, mais seulement monomodes, nous pouvons supposer que la polarisation reste inchangée pour une courte distance (30 cm) à condition qu'il n'y ait pas de contraintes extérieures exercées sur les fibres. Les fibres microlentillées focalisent la lumière sur un spot de diamètre d'environ  $2 \mu\text{m}$ . Les caractéristiques techniques de tous les appareils utilisés sont résumés dans le tableau 4.1.

## 4.2.2 Caractérisation optique du dispositif expérimental

### Pertes fibres à fibres

Dans l'expérience de type "endfire" le point critique est le couplage de la lumière dans l'échantillon. Il faut s'assurer que le signal sortant de l'échantillon constitue le signal dominant. Dans le cas idéal, la puissance qui est mesurée à la sortie de l'échantillon est juste diminuée par les pertes de propagation dans l'échantillon. Cependant, en pratique, ce n'est pas le cas et d'autres sources de pertes (l'atténuation dans les fibres, pertes de couplage entre les fibres optiques, etc.) existent et font diminuer la puissance du signal mesuré.

Pour cette raison, nous avons mesuré la puissance après chaque composante du banc expérimental pour établir un bilan des pertes (figure 4.7). La puissance du laser accordable a été fixée à  $P_L = 0.5 \text{ mWatt}$  à une longueur d'onde de  $\lambda_L = 1.55 \mu\text{m}$ . La puissance mesurée après la fibre optique à maintien de polarisation a diminué à 93 % (464  $\mu\text{Watt}$ ) de la puissance initiale. Après la lame demi-onde, seulement 68 % (343  $\mu\text{Watt}$ ) de la puissance initiale est mesurée. Les pertes résultent de l'atténuation de la lumière dans les fibres optiques et du couplage de la lumière dans la lame demi-onde. Si l'on couple maintenant ensemble deux fibres microlentillées sans échantillon, seulement 37 % (184  $\mu\text{Watt}$ ) de la puissance initiale est mesurée. Après le polariseur,

la puissance a baissé à 13 % (65  $\mu$ Watt) de la puissance initiale. Ces pertes proviennent encore une fois du couplage de la lumière dans le polariseur.

En conclusion, on peut dire que les pertes de couplage entre les deux fibres sont les pertes les plus importants (31 %), suivies par les pertes dues au couplage dans la lame demi-onde (25 %) et les pertes dues au couplage dans le polariseur (25 %). L'atténuation de la lumière dans la fibre optique est seulement de 7 %.

### 4.2.3 Nature des signaux sortants

Comme il n'y a pas d'imagerie de la facette clivée de sortie, il est difficile de s'assurer que l'on couple bien dans le guide d'entrée et que l'on collecte ensuite le bon signal à la facette de sortie. C'est pourquoi, nous avons remplacé dans une première étape la fibre de sortie par un objectif de microscope (Zeiss, x40) qui collecte le signal sortant de la facette clivée. La facette clivée est également éclairée par une lumière blanche (figure 4.8(c)). Le signal est ensuite imagé par une caméra CCD silicium. Comme cette caméra n'est pas sensible aux longueurs d'onde du laser accordable, celui-ci est remplacé par une diode laser à  $\lambda = 980$  nm. Cette configuration nous a permis d'étudier les signaux sortant de la facette clivée et de bien comprendre le couplage de la lumière dans le guide d'onde d'entrée avant les mesures.

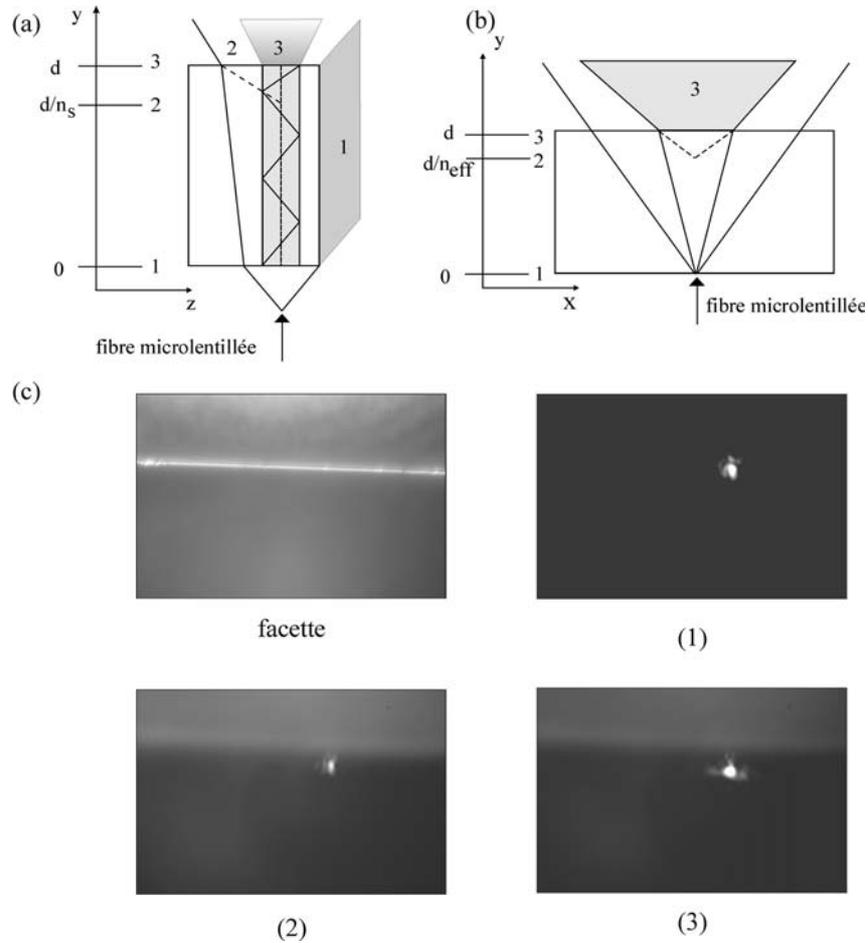
#### Couplage dans le guide planaire

Si l'on couple dans le guide planaire de l'échantillon on observe trois signaux avec des plans de focalisation différents. Ces signaux sont les mêmes que ceux observés dans la méthode de la source interne (paragraphe 4.1): le signal se propageant via l'air, via le substrat et via le mode guidé.

**Le signal qui se propage via l'air** correspond à la lumière qui se propage directement dans l'air au-dessus de l'échantillon à partir de la fibre microlentillée. Il est vu comme une source située à la distance  $d$ , où  $d$  est la taille de l'échantillon. Son plan de focalisation se situe donc à la facette d'entrée de l'échantillon (plan de focalisation 1 sur la figure 4.8(a)). La photo (1) sur la figure 4.8(c) montre l'image de ce point source si l'objectif de microscope est focalisé dessus.

**Le signal qui se propage via le substrat** correspond à la lumière qui se propage dans le substrat d'indice de réfraction  $n_s$ . Il est donc vu comme une source située à la distance  $d/n_s$  (plan de focalisation (2) de la figure 4.8(a)). La photo (2) sur la figure 4.8(c) montre ce signal avec la mise au point de l'objectif de microscope sur ce signal.

**Le signal qui se propage via le mode guidé** correspond à la lumière qui se couple au mode guidé du guide planaire. La lumière est confinée dans la direction  $z$  et se propage librement dans le plan  $(x,y)$  du guide d'onde dans un milieu d'indice de réfraction  $n_{eff}$ . Le signal apparaît focalisé comme une source interne située à la distance  $d/n_{eff}$  de la facette clivée (plan de focalisation (2) sur la figure 4.8(b)). Ce plan de focalisation peut être confondu facilement avec le plan de focalisation du signal du substrat comme les valeurs de  $n_{eff}$  et de  $n$  sont très proches. A partir de la facette clivée, la lumière de ce signal se propage librement dans l'air. Il existe alors



*Fig. 4.8:* (a) Les positions des plans focaux associées aux trois signaux dans la vue latérale. La source de lumière correspond à la position de la fibre microlentillée. (b) Vue horizontale pour visualiser le deuxième plan de focalisation du signal du mode guidé. (c) Photo de la facette clivée (facette) et les photos des trois plans de focalisation observés à la sortie d'un guide planaire ((1)-(3))

*[(a) The positions of the focal planes of the three different signals in the lateral view. The source of the light is at the position of the tapered fibre. (b) Front view showing the second focal plane of the guided mode. (c) photograph of the cleaved facet (facette) and photopgraphies of the three observed focal planes of the planar waveguide ((1)-(3))]*

un deuxième plan de focalisation qui se situe à la facette clivée (plan de focalisation (1) sur la figure 4.8(a) et (b)). La photo (3) sur la figure 4.8(c) montre la lumière de ce signal si l'objectif de microscope est focalisé sur le deuxième plan de focalisation, c'est-à-dire sur la facette clivée.

### Couplage dans le guide ruban

Dans une deuxième étape, nous avons couplé la lumière de la diode laser dans un guide ruban gravé dans le guide d'onde planaire. Le guide ruban a une profondeur de  $4 \mu\text{m}$  et une largeur de  $1.5 \mu\text{m}$  (figure 4.9(a)). On retrouve aussi 3 plans de focalisation.

Le premier plan de focalisation (figure 4.9(b)) correspond à la lumière qui n'est pas couplée dans le guide ruban, mais qui est diffractée vers l'air depuis la fibre microlen-

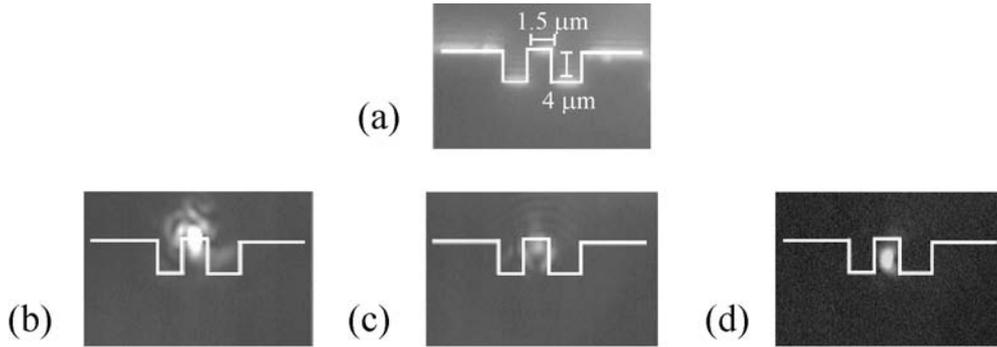


Fig. 4.9: (a) Photo du guide ruban (b)-(d) Photos des trois plans de focalisation observés à la sortie au guide ruban

[(a) Photograph of the ridge waveguide (b)-(d) Photographs of three observed focal planes of the ridge waveguide]

tillée. Il est située à la distance  $d$  de la facette clivée, où  $d$  est la taille de l'échantillon. Le deuxième plan de focalisation (figure 4.9(c)) correspond à la lumière qui est déviée vers le substrat. Il se situe à  $d/n_s$  de la facette clivée où  $n$  est l'indice de réfraction du substrat. Le troisième plan de focalisation apparaît si l'on focalise l'objectif de microscope sur la facette clivée. Dans ce plan de focalisation, le signal du mode guidé sortant de la facette clivée est visible (figure 4.9(d)).

#### 4.2.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les deux outils de caractérisation optique pour mesurer les structures à cristaux photoniques: la méthode de la source interne et l'expérience de type "endfire".

Dans la méthode de la source interne, la photoluminescence d'une source (des puits ou des boîtes quantiques) située dans le cœur d'un guide d'onde planaire est excitée. La lumière de la photoluminescence est guidée par le guide d'onde planaire et interagit sur son chemin avec le cristal photonique gravé dans le guide d'onde planaire. La lumière sortante par la facette clivée est collectée par un objectif de microscope et analysée spectralement. La méthode de la source interne permet de mesurer la transmission des cristaux photoniques quantitativement et rapidement. Elle s'avère être très utile pour fournir une première estimation des propriétés optiques des cristaux photoniques et qualifier la qualité de la fabrication. La fabrication de l'échantillon est assez simple, car elle nécessite simplement de graver les trous des cristaux photoniques dans le guide d'onde planaire. Par contre, la réabsorption de la lumière par les puits ou boîtes quantiques peut être gênante si les cristaux photoniques sont de très bonne qualité. La réabsorption empêche de mesurer les propriétés intrinsèques des cristaux photoniques. Par ailleurs, cette méthode ne permet pas de mesurer des échantillons dans une configuration qui est proche d'une vraie configuration d'optique d'intégrée.

Dans l'expérience de type "endfire" la lumière d'une source externe est couplée via des fibres microlentillées dans l'échantillon. Les échantillons utilisés sont constitués de guides rubans d'entrée et de sortie afin de coupler la lumière dans les cristaux photoniques. Après avoir traversé le cristal photonique, la lumière est collectée par une

---

deuxième fibre microlentillée qui est reliée à un détecteur. Ce type d'expérience est proche d'une vraie configuration d'optique intégrée. Il n'y a pas de réabsorption de la lumière par une source interne, ce qui permet de mesurer les propriétés optiques intrinsèques des cristaux photoniques de très bonnes qualités. Par contre, il est difficile de mesurer la transmission des cristaux photoniques car il faut coupler la lumière venant d'une source externe d'une façon reproductible dans l'échantillon. Les mesures prennent plus de temps, car il faut balayer la source externe dans une certaine plage spectrale. La fabrication de l'échantillon est plus compliquée parce qu'il faut graver des guides rubans et des cristaux photoniques de très bonnes qualités.



# Chapitre 5

## Caractérisation optique des structures à cristaux photoniques

Le grand avantage de la méthode de la source interne est son utilisation simple pour évaluer rapidement les propriétés optiques de base des cristaux photoniques: la position de la bande interdite, la largeur de la bande interdite, la transmission dans la bande interdite et les pertes optiques des cristaux photoniques. Nous allons étudier dans la première partie de ce chapitre des structures simples à cristaux photoniques par cette méthode.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, des mesures de guides d'onde avec la méthode endfire sont discutées. La méthode endfire permet de mesurer les guides d'onde dans les conditions de l'optique intégrée: la lumière est couplée depuis des fibres optiques dans des guides d'onde rubans. Les pertes de ces structures peuvent être déterminées sans devoir prendre en compte la réabsorption de la lumière par les puits quantiques. Par contre, les mesures prennent plus de temps car il faut s'assurer d'un bon couplage de la lumière dans l'échantillon et la source externe doit être balayée spectralement.

### 5.1 Description des échantillons

Un échantillon typique utilisé dans la méthode de la source interne est montré figure 5.1. Il y a d'abord des pavés de cristaux photoniques de 4 et 8 rangées dans les directions  $\Gamma M$  et  $\Gamma K$  (appelés cristaux photoniques simples). Les périodes  $a$  des cristaux photoniques simples vont de  $a = 280$  nm à  $a = 600$  nm en pas de 20 nm. Les cavités Fabry-Pérot se composent des pavés de cristaux photoniques de 4 rangées en direction  $\Gamma M$  avec des périodes de 300 nm à 500 nm ( $\Delta a = 20$  nm). Les pavés sont séparés d'une distance  $W$  (figure 5.1 et 5.4). Pour chaque période il y a plusieurs largeurs qui vont de  $W/a = 0.7$  à  $W/a = 1.2$ . La distance entre les structures et la facette est d'environ 40  $\mu\text{m}$ .

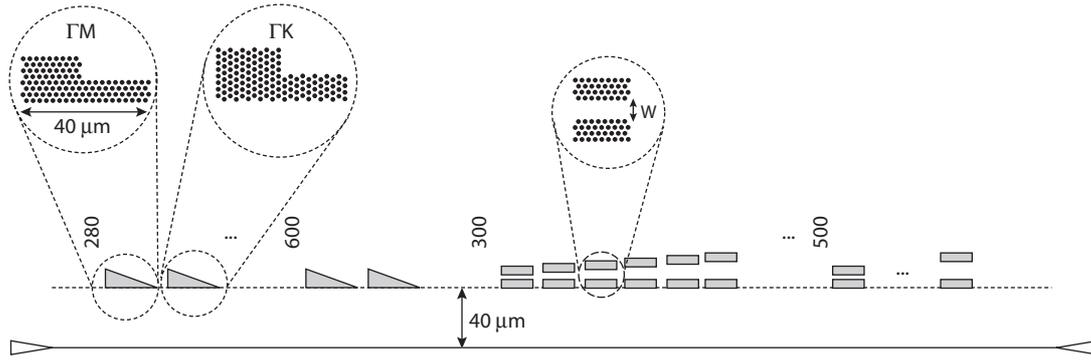


Fig. 5.1: Echantillon typique de test pour des mesures avec la méthode de la source interne contenant des pavés de cristaux photoniques et des cavités Fabry-Pérot  
*[Typical test sample for measurements with the internal light source technique including simple photonic crystal slabs and Fabry-Pérot cavities]*

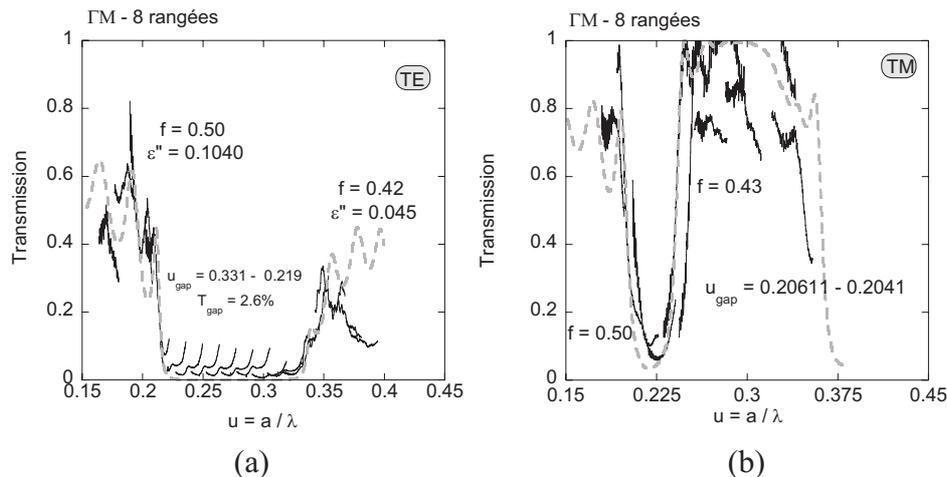
## 5.2 Caractérisation optique des cristaux photoniques simples

Nous avons mesuré la transmission des pavés de cristaux photoniques de trois échantillons différents. Le premier échantillon (IWK5) a été fabriqué par gravure CAIBE, le deuxième échantillon par gravure ECR-RIE (IWW9(2)) et le troisième échantillon par gravure ICP (IOO6). L'orientation des cristaux photoniques est toujours  $\Gamma\text{M}$  et le nombre de rangées est de 8.

### Echantillon IWK5

La transmission en polarisation TE des cristaux photoniques simples de l'échantillon IWK5 montre une bande interdite entre  $u = 0.219$  et  $u = 0.331$  (figure 5.2(a)). Un calcul FDTD-2D (courbe grise pointillée figure 5.2(a)) permet de déterminer le facteur de remplissage  $f$ . On obtient un facteur de remplissage de  $f = 0.42$  ( $a = 480$  nm) pour la bande d'air et un facteur de remplissage de  $f = 0.50$  ( $a = 320$  nm) pour la bande diélectrique. Les facteurs de remplissage sont plus grands que le facteur de remplissage voulu ( $f = 0.35$ ), surtout pour les trous des périodes de la bande diélectrique dont les diamètres sont plus petits que ceux de la bande d'air. Cet effet de l'élargissement des diamètres des trous est attribué à la gravure chimique [44]. La transmission résiduelle dans la bande interdite est  $T_{gap} \approx 0.026$ . Les simulations par FDTD-2D permettent de déterminer également un paramètre de pertes ( $\epsilon''$ ) qui sera expliqué en détail dans le paragraphe 5.4.

La figure 5.2(b) montre le spectre de transmission en polarisation TM des pavés de cristaux photoniques. On observe une bande interdite photonique entre  $u = 0.2061$  et  $u = 0.2416$  ce qui correspond au facteur de remplissage de  $f = 0.50$  ( $a = 300$  nm) pour la bande d'air et de  $f = 0.43$  ( $a = 360$  nm) pour la bande diélectrique.



*Fig. 5.2: Spectres de transmission de l'échantillon IWK5 en polarisation TE de 8 rangées en direction  $\Gamma M$  (a) et en polarisation TM (b) des cristaux photoniques; courbes noires: résultats expérimentaux, courbes grises pointillées: simulations calculées par la méthode FDTD-2D [Transmission spectra of photonic crystal slabs (8 rows) in  $\Gamma M$  direction of the IWK5 sample in TE (a) and TM (b) polarisation; solid black lines: experimental data, dashed grey lines: 2D FDTD simulations]*

### Echantillon IWW9(2)

Le deuxième échantillon nommé IWW9(2) a été gravé par ECR-RIE. Le spectre de transmission en polarisation TE est montré figure 5.3(a). Une bande interdite existe entre  $u = 0.1993$  et  $u = 0.3015$  ce qui correspond aux facteurs de remplissage de  $f = 0.30$  ( $a = 320$  nm) pour la bande diélectrique et de  $f = 0.35$  ( $a = 480$  nm) pour la bande d'air. La transmission dans la bande interdite est  $T_{gap} \approx 0.02$ .

### Echantillon IOO6

Le dernier échantillon nommé IOO6 est gravé par la technique ICP et le spectre de transmission en polarisation TE est montré figure 5.3(b). On observe une bande interdite entre  $u = 0.1848$  et  $u = 0.258$ . Le facteur de remplissage est  $f = 0.25$  pour la bande d'air ( $a = 420$  nm) et la bande diélectrique ( $a = 300$  nm). La transmission dans la bande interdite est  $T_{gap} \approx 0.03$ .

Brièvement, le facteur de remplissage de l'échantillon fabriqué par la technique CAIBE n'est pas encore contrôlé par rapport aux échantillons fabriqués par les techniques ECR et ICP. La transmission dans la bande interdite de l'échantillon fabriqué par la technique ECR-RIE est la plus faible. Les résultats des caractérisations optiques des cristaux photoniques simples des trois échantillons étudiés sont résumés dans le tableau 5.1.

## 5.3 Cavités Fabry-Pérot

Dans le paragraphe précédent, la présence de la bande interdite est mise en évidence par une bande de faible transmission. Ceci ne démontre pas que cela s'accompagne d'une

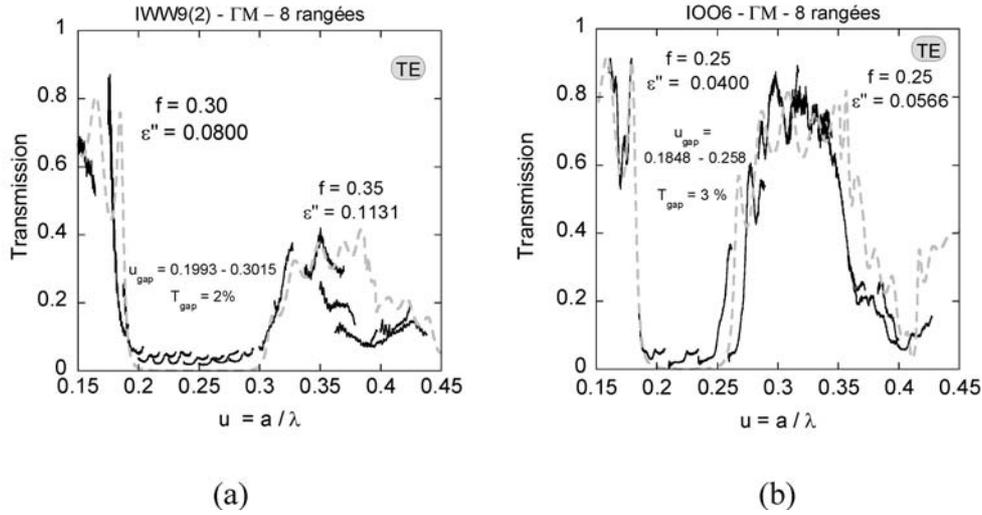


Fig. 5.3: Spectres de transmission en polarisation TE de 8 rangées en direction  $\Gamma M$  de l'échantillon IWW9(2) (a) et de l'échantillon IOO6 (b) des cristaux photoniques; courbes noires: résultats expérimentaux, courbes grises pointillées: simulations calculées par la méthode FDTD-2D

[Transmission spectra in TE polarisation of simple photonic crystals (8 rows) in  $\Gamma M$  direction of the IWW9(2) sample (a) and the IOO6 sample (b); solid black lines: experimental data, dashed grey lines: 2D FDTD simulations]

	IWK5	IWW9(2)	IOO6
$f_{diel}$	0.42	0.30	0.25
$f_{air}$	0.50	0.35	0.25
$T_{gap}$	2.6 %	2%	3%

Tab. 5.1: Aperçu des facteurs de remplissage et des transmissions dans la bande interdite des cristaux photoniques simples pour les différents échantillon sur substrat InP

[Overview of the filling factors and the transmission in the photonic band gap for InP based photonic crystal slabs of three different samples]

forte réflectivité. C'est notamment les mesures de cavités Fabry-Pérot qui permettent de démontrer la forte réflectivité des cristaux photoniques.

Il existe deux possibilités pour mesurer la réflectivité des cristaux photoniques. Soit on mesure la réflectivité directement en analysant le contraste des franges dues aux réflexions de la lumière avec la facette clivée [52], soit on la mesure indirectement en mesurant la transmission d'une cavité Fabry-Pérot [56]. L'incertitude expérimentale de la première technique est plus élevée. La quantité importante qui va qualifier la qualité des miroirs est de combien la réflectivité s'approche de l'unité. Mais, il est beaucoup plus délicat à mesurer directement la réflectivité, c'est-à-dire des valeurs proches de l'unité, que de mesurer la transmission qui doit tendre vers zéro, c'est-à-dire des valeurs proches de zéro.

Nous avons mesuré des cavités Fabry-Pérot à cristaux photoniques qui se composent de deux pavés de cristaux photoniques de quatre rangées dans la direction  $\Gamma M$ . Les pavés sont séparés d'une distance  $W$  (figure 5.4(a)). L'énergie du pic de résonance

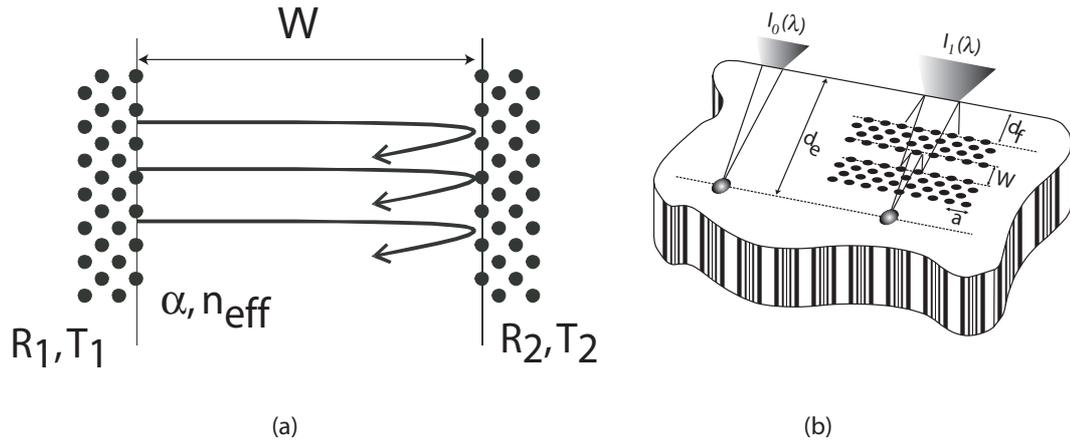


Fig. 5.4: (a) Schéma d'une cavité Fabry-Pérot: Ici les miroirs sont des pavés de cristaux photoniques avec des coefficients de réflectivité  $R_1$  (coefficients de transmission  $T_1$ ) et  $R_2$  ( $T_2$ ). Les miroirs entourent un milieu d'indice de réfraction  $n_{eff}$ , de coefficient d'absorption  $\alpha$  et de largeur  $W$ . (b) Principe de mesure des cavités Fabry-Pérot.

[(a) Sketch of a Fabry-Pérot cavity: The mirrors are photonic crystal slabs with reflection coefficient  $R_1$  (transmission coefficient  $T_1$ ) and  $R_2$  ( $T_2$ ). Between the mirrors is a medium with refraction index  $n_{eff}$ , absorption coefficient  $\alpha$  and width  $W$ . (b) Experimental configuration for measurements of Fabry-Pérot cavities.]

de la cavité Fabry-Pérot dépend de la largeur  $W$  de la cavité. L'analyse des pics de résonance permet d'extraire la réflectivité et la transmission des cristaux photoniques dont les périodes sont situées dans la bande interdite.

### 5.3.1 Rappel sur la transmission d'une cavité Fabry-Pérot

La transmission d'une cavité Fabry-Pérot de largeur  $W$  et d'indice de réfraction  $n_{eff}$  (figure 5.4(a)) est donnée par l'équation d'Airy [57]:

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{T^2}{|1 - Re^{i2\phi}|^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos(2\phi)} \quad (5.1)$$

où  $T = \sqrt{T_1 T_2}$  et  $R = \sqrt{R_1 R_2}$  et  $R + T = 1$ . Les paramètres  $R_i$  et  $T_i$  sont les coefficients de la réflectivité ou de la transmission du miroir 1 ou 2 respectivement. Dans notre cas les miroirs sont des pavés de cristaux photoniques de 4 rangées (orientation  $\Gamma M$ ) et sont supposés identiques.

Dans le cas où les miroirs sont imparfaits, ces pertes  $L$  sont prises en compte par relation  $T + R + L = 1$ , c'est à dire  $L = 1 - R - T$ .

On peut tenir compte des pertes éventuelles dans le milieu entre les deux miroirs, si l'on insère un coefficient d'absorption  $\alpha$  dans la formule 5.1 et qui s'écrit donc [58]:

$$T_{FP}(\lambda) = \frac{T^2}{|1 - Re^{-\alpha W} e^{i2\phi}|^2} = \frac{T^2}{1 + R^2 e^{-2\alpha W} - 2Re^{-\alpha W} \cos(2\phi)} \quad (5.2)$$

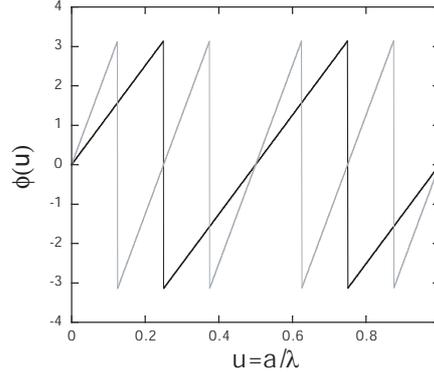


Fig. 5.5: Déphasage pour un aller-retour dans une cavité Fabry-Pérot avec des miroirs métalliques; courbes noire: cavité d'une largeur de  $2a$ ; courbes grises: cavité d'une largeur de  $4a$  (d'après [40])

[Roundtrip phase of a metallic mirror Fabry-Pérot cavity; black lines: cavity of width  $2a$ ; grey lines: cavity of width  $4a$  (after [40])]

### La phase

Le terme de phase  $2\phi$  décrit la différence de phase pour un aller-retour de la lumière dans la cavité. On peut la décomposer en deux contributions [57]:

$$2\phi(u) = 2\phi_0(u) + 2\varphi(u) \quad (5.3)$$

La première contribution provient de la propagation de l'onde sur la distance  $2W$ , soit un aller-retour de la lumière dans la cavité [57]:

$$2\phi_0(u) = 2kW = 4\pi \frac{W}{a} n_{eff} u \quad (5.4)$$

où  $k = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$  représente la constante de propagation dans un milieu d'indice effectif  $n_{eff}$ .

La deuxième contribution,  $\varphi(u)$ , représente le déphasage créé par la réflectivité des miroirs.

Dans le cas d'un miroir métallique le déphasage est constant,  $\varphi = \pi = const..$  La phase s'écrit alors:

$$\phi(u) = \phi_0(u) = 4\pi \frac{W}{a} n_{eff} u \quad (5.5)$$

La figure 5.5 montre la phase en fonction de la fréquence réduite d'une cavité Fabry-Pérot avec des miroirs métalliques. La pente de cette courbe est proportionnelle à la largeur de la cavité.

Dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot avec des cristaux photoniques (qu'on peut considérer comme un miroir de Bragg) le déphasage par la réflexion Fresnel aux miroirs dépend de la longueur d'onde,  $\varphi(u) \neq const..$  Cette dépendance en  $u = a/\lambda$  peut être prise en compte sous la forme d'une longueur de pénétration  $L_p$  qui s'ajoute à la taille de la cavité [59]. La taille effective de la cavité s'écrit:  $W' = W + 2L_p$ . La phase peut alors être exprimée sous la forme de:

$$2\phi(u) = 4\pi n_{eff} u \left( \frac{W}{a} + 2\frac{L_p}{a} \right) \quad (5.6)$$

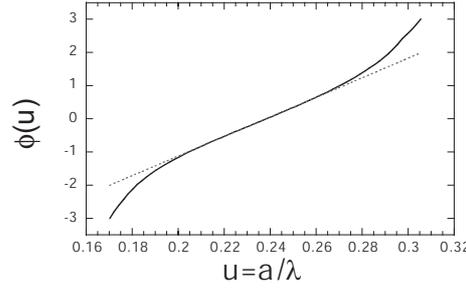


Fig. 5.6: Phase de réflexion d'un miroir à cristaux photoniques (4 rangées, direction  $\Gamma M$ ,  $f = 0.33$ ,  $\epsilon_{substrat} = 11.4$ ); ligne pointillée: régression linéaire autour de  $u_{FP}$  avec un gradient de  $d\varphi/du = 29.5$  (d'après [40])

[Mirror phase reflection of photonic crystal mirror (4 rows, direction  $\Gamma M$ ,  $f = 0.33$ ,  $\epsilon_s = 11.4$ ); dashed line: linear fit around  $u_{FP}$  with a slope of  $d\varphi/du = 29.5$  (after [40])]

La longueur de pénétration  $L_p$  peut être exprimée en fonction de la dérivée du déphasage et de l'indice de réfraction effectif. Si l'on développe linéairement l'équation 5.3 autour de la fréquence de résonance  $u_{FP}$  de la cavité et on compare avec l'équation 5.6, on trouve [40]:

$$\frac{L_p}{a} = \frac{1}{4\pi n_{eff}} \left. \frac{d\varphi}{du} \right|_{u_{FP}} \quad (5.7)$$

La longueur de pénétration est alors une fonction de la dérivée de  $\varphi(u)$  et de l'indice de réfraction effectif.

### L'ordre de la cavité

L'ordre de la cavité est donnée par la condition:

$$2\phi(u_{FP}) = 2\pi \cdot m \quad (5.8)$$

où  $m \in \mathbb{N}$  est l'ordre de la cavité.

La phase peut être écrite en fonction de l'ordre  $m$ :

$$2\phi(u) = 2\pi \left[ 2n_{eff} \left( \frac{W}{a} + 2\frac{L_p}{a} \right) u_{FP} \right] \frac{u}{u_{FP}} = 2\pi m \frac{\lambda_{FP}}{\lambda} \quad (5.9)$$

où:

$$m = 2n_{eff} \left( \frac{W}{a} + 2\frac{L_p}{a} \right) u_{FP} \quad (5.10)$$

d'après les équations 5.6 et 5.8.

### Facteur de qualité

Le facteur de qualité  $Q$  traduit les pertes de la cavité Fabry-Pérot. Il peut-être déterminé soit par la relation

$$Q = \frac{\lambda_{FP}}{\Delta\lambda} \quad (5.11)$$

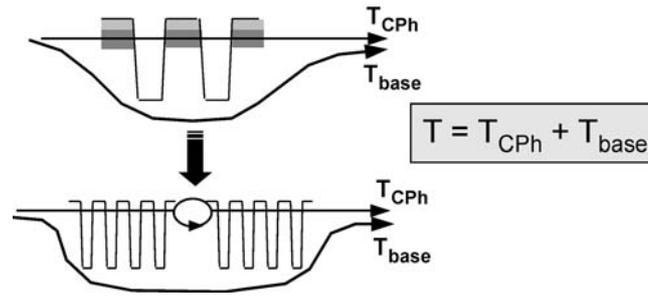


Fig. 5.7: Modèle de la transmission dans la bande interdite des cristaux photoniques sur substrat InP

[Model for the transmission in the gap for InP based photonic crystals]

avec  $\Delta\lambda$  comme mi-hauteur du pic expérimental, soit par la relation [58]

$$Q = m \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (5.12)$$

où  $m$  est l'ordre de la cavité.

### Transmission dans la bande interdite photonique

Comme nous avons vu, la transmission dans la bande interdite des cristaux photoniques simples des échantillons sur substrat InP est assez élevés ( $T \geq 2\%$ ). Pour tenir compte de cet effet, dont l'origine n'est pas encore élucidée, on fait la supposition qu'une partie de la lumière passe par un autre canal au dessous des trous des cristaux photoniques. Cette lumière n'interagit pas avec le cristal photonique (figure 5.7). La transmission mesurée à la facette clivée est alors la somme de la transmission du cristal photonique ( $T_{CPh}$ ) et de la lumière qui est transmise sans interaction avec le cristal photonique ( $T_{base}$ ) [55].

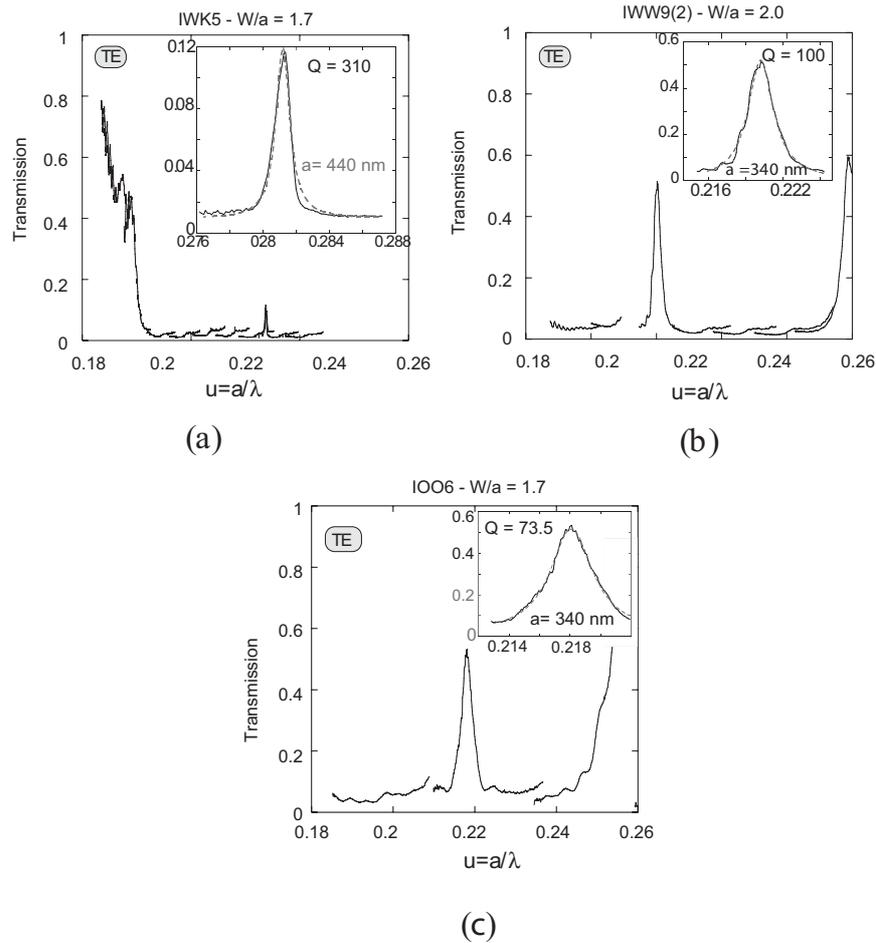
Pour cette raison un facteur de base  $T_{base} \approx 0.01$  est ajouté à l'équation 5.2. En tenant compte de  $W' = W + 2L_p$ , l'équation 5.2 s'écrit donc sous la forme suivante:

$$T_{FP}(\lambda) = T_{base} + \frac{T^2}{1 + R^2 e^{-2\alpha W} - 2R e^{-\alpha W} \cos(4\pi n_{eff} W' \frac{\lambda_{FP}}{\lambda})} \quad (5.13)$$

Les paramètres pour simuler les pics Fabry-Pérot sont  $R$ ,  $T$  et  $W'$ . La longueur de la pénétration peut être déduite par  $2L_p = W' - W$  et l'ordre de la cavité peut être déduit de la relation 5.10.

### 5.3.2 Caractérisation optique des cavités Fabry-Pérot à cristaux photoniques

L'équation 5.13 est utilisée pour interpréter les spectres de transmission des cavités Fabry-Pérot des trois échantillons sur InP.



*Fig. 5.8: Spectres de transmission en polarisation TE des cavités Fabry-Pérot des échantillons IWK5 (a), IWW9(2) (b) et IOO6 (c); insert: pics de résonance des cavités Fabry-Pérot, courbes noires: résultats expérimentaux, courbes grise pointillées: calculs théoriques [Transmission spectra in TE polarisation of Fabry-Pérot cavities of the samples IWK5 (a), IWW9(2) (b) and IOO6 (c); insets: resonance peaks of the Fabry-Pérot cavities, black lines: experimental data, grey dashed lines: Airy fit]*

### L'échantillon IWK5

Le spectre de transmission en polarisation TE d'une cavité de largeur  $W/a = 1.7$  de l'échantillon IWK5 est montré figure 5.8(a). Le pic de résonance est situé à la longueur d'onde  $\lambda_{FP} = 1562$  nm ou en fréquence réduite  $u_{FP} = 0.2817$  ( $a = 440$  nm). Dans la figure 5.8(a) l'insert montre le pic de résonance expérimental (courbe noire). La courbe grise pointillée est calculée selon l'équation 5.13. Les paramètres du calcul théorique sont résumés dans le tableau 5.2. Il faut noter que le pic Fabry-Pérot est situé dans une région où l'absorption par les puits quantiques est négligeable ( $\alpha \approx 0$ ).

### L'échantillon IWW9(2) et IOO6

Pour les échantillons IWW9(2) et IOO6, les spectres de transmission en polarisation TE des cavités Fabry-Pérot sont montrés figures 5.8(b) et 5.8(c) respectivement. La largeur de la cavité Fabry-Pérot de l'échantillon IWW9(2) est  $W/a = 2.2$  et la largeur

	IWK5	IWW9(2)	IOO6
$W/a$	1.7	2.0	1.9
$a$ (nm)	440	340	340
$f$	0.47	0.30	0.25
$\lambda_{FP}$ (nm)	1562	1543.70	1558.91
$u_{FP}$	0.2817	0.22025	0.2181
$T_{base}$	0.01	0.01	0.01
$T_{4R}$	0.013	0.095	0.127
$R_{4R}$	0.96	0.88	0.83
$L_{4R}$	0.017	0.028	0.033
$Q$	310	100	73.5
$R_{theo}$	$0.964 \pm 0.01$	$0.946 \pm 0.001$	$0.933 \pm 0.004$
$Q_{theo}$	$Q = 378.5 \pm 39$	$225 \pm 6.5$	$161 \pm 9$

Tab. 5.2: Récapitulatif des propriétés optiques des cavités Fabry-Pérot des trois échantillons étudiés

[Summary of the optical properties of the Fabry-Pérot cavities of the three studied samples]

de la cavité Fabry-Pérot de l'échantillon IOO6 est  $W/a = 1.9$ . Les positions des pics de résonance sont à  $\lambda_{FP} = 1543.70$  nm (IWW9(2)) et  $\lambda_{FP} = 1558.91$  nm (IOO6) soit en unité réduite  $u_{FP} = 0.22025$  (IWW9(2)) et  $u_{FP} = 0.2181$  (IOO6) (l'insert des figures 5.8(b) et 5.8(c), courbes noires). La période est  $a = 340$  nm pour les deux échantillons. Les pics de résonance se situent également dans une région où l'absorption par des puits quantiques est négligeable. Les courbes grises pointillées des inserts sont également les calculs théoriques avec la fonction d'Airy. Les résultats et les paramètres des calculs théoriques sont résumés dans le tableau 5.2.

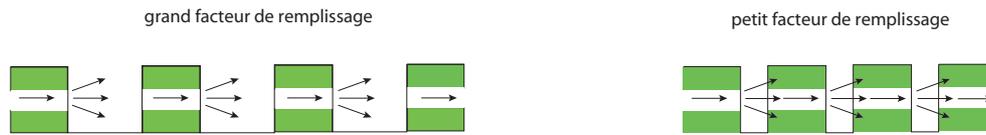
Le pic de la cavité Fabry-Pérot de l'échantillon IWK5 montre le plus grand facteur de qualité pour les trois cavités mesurées ( $Q \approx 310$ ). Cela implique une réflectivité de  $R_{4R} = 0.96$  et une transmission de  $T_{4R} = 0.013$  pour les miroirs à cristaux photoniques. Pour comparer ces valeurs avec des valeurs théoriques, la réflectivité d'un miroir à cristaux photoniques (4 rangées, orientation  $\Gamma M$ ,  $f = 0.47$ ) a été calculée avec une simulation FDTD. Les pertes intrinsèques (voir paragraphe 5.4.1) n'ont pas été prises en compte. En utilisant l'équation 5.12, on trouve des valeurs de réflectivité de  $R_{theo} = 0.964 \pm 0.01$ , ce qui correspond à un facteur de qualité de  $Q_{theo} = 378.5 \pm 39$ . Les valeurs théoriques de l'échantillon IWK5 sont très proches des valeurs expérimentales, ce qui démontre la bonne qualité de l'échantillon.

Les valeurs de réflectivité (transmission) des échantillons IWW9(2) ( $R_{4R} = 0.88$ ,  $T_{4R} = 0.095$ ) et IOO6 ( $R_{4R} = 0.83$ ,  $T_{4R} = 0.13$ ) sont inférieures (supérieures) aux valeurs de réflectivité (transmission) de l'échantillon IWK5. Pareillement, les pertes  $L = 0.017$  sont inférieures aux pertes des miroirs des autres échantillons (IWW9(2)  $L_{4R} = 0.028$ ; IOO6  $L_{4R} = 0.033$ ) et les facteurs de qualité (IWW9(2)  $Q \approx 100$ ; IOO6  $Q \approx 73.5$ ). Pour les deux échantillons les valeurs de réflectivité et le facteur de qualité ont été calculées de la même façon que pour l'échantillon IWK5. Pour l'échantillon IWW9(2), une valeur de réflectivité de  $R_{theo} = 0.946 \pm 0.001$  et un facteur de qualité de  $Q_{theo} = 225 \pm 6.5$  pour un facteur de remplissage de  $f = 0.30$  ont été trouvés. Pour l'échantillon IOO6

une valeur de réflectivité de  $R_{theo} = 0.933 \pm 0.004$  et un facteur de qualité de  $Q_{theo} = 161 \pm 9$  pour un facteur de remplissage de  $f = 0.25$  ont été trouvés. La qualité des cristaux photoniques fabriqués par ECR-RIE ou ICP est encore limitée par les pertes intrinsèques.

## 5.4 Pertes hors plan

L'hétérostructure des cristaux photoniques étudiés est du type "faible contraste d'indice". Les bandes d'énergie du cristal photonique gravé dans une telle structure sont situées dans le cône de lumière dans le diagramme de bandes et par conséquent, les cristaux photoniques ont des pertes hors plan intrinsèques (paragraphe 1.4.1). Dans une description simplifiée, les pertes intrinsèques sont dues à l'absence de guidage de la lumière dans les trous (figure 5.9). Si l'on diminue le facteur de remplissage, les pertes hors plan diminuent, mais la largeur de la bande interdite photonique diminue simultanément. Pour cette raison, nous avons choisi des facteurs de remplissage autour de 35 %: Pour ces valeurs, les pertes hors plan ne sont pas trop élevées et la largeur de la bande interdite est suffisamment grande. Les pertes hors plan peuvent être prises en compte de manière phénoménologique par une composante imaginaire de la constante diélectrique:  $\epsilon = \epsilon + i\epsilon''$ . Un autre facteur à l'origine des pertes dans les cristaux



*Fig. 5.9:* Dans un modèle simplifié, les pertes hors plan sont dues à l'absence de guidage dans les trous.

*[In a simple model the out-of plane losses are due to the absence of the vertical confinement in the holes.]*

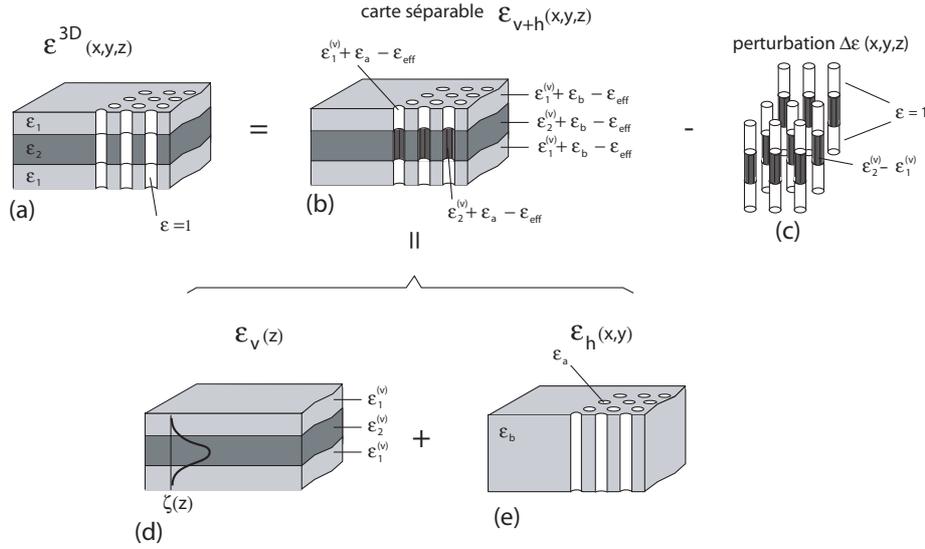
photoniques est la profondeur finie des trous, et la forme des trous, qui est souvent conique au lieu d'être idéalement cylindrique. Le paramètre  $\epsilon''$  peut être séparé en deux composantes [60–62]:

$$\epsilon'' = \epsilon''_{int} + \epsilon''_{trou} \quad (5.14)$$

La première composante  $\epsilon''_{int}$  décrit les pertes intrinsèques dues à la diffraction de la lumière dans les trous pour une structure idéale. La deuxième composante  $\epsilon''_{trou}$  décrit les pertes dues à la profondeur finie ou à la forme non cylindrique des trous.

### 5.4.1 Pertes intrinsèques

Les cristaux photoniques que nous avons étudiés sont constitués de trous gravés dans un guide d'onde planaire. A cause de l'absence de guidage dans les trous la carte d'indice diélectrique du cristal photonique  $\epsilon^{3D}(x, y, z)$  (figure 5.10(a)) n'est pas la somme de la carte d'indice diélectrique  $\epsilon_v(z)$  (figure 5.10 (d)) selon  $z$  correspondant à l'hétérostructure verticale et la carte d'indice  $\epsilon_h(x, y)$  selon  $(x, y)$  correspondant à une matrice de trous d'indice diélectrique  $\epsilon_a$  de profondeur infini gravé dans un milieu d'indice diélectrique  $\epsilon_b$  (figure 5.10(e)). Pour décrire les pertes dans un tel système on



*Fig. 5.10:* Système dont la carte diélectrique  $\epsilon_{v+h}(x, y, z)$  (b) est la somme de la carte diélectrique  $\epsilon_v(z)$  (d) correspondant à l'hétérostructure verticale et de la carte diélectrique  $\epsilon_h(x, y, z)$  (e) correspondant à la structuration latérale périodique. Le système diffère de la carte diélectrique du cristal photonique réel  $\epsilon^{3D}(x, y, z)$  (a) par un réseau de piliers d'hauteur  $h$  situé dans le cœur de l'échantillon (c).

[The system of the dielectric map  $\epsilon_{v+h}(x, y, z)$  (b) is the sum of dielectric map  $\epsilon_v(z)$  (d) of the vertical heterostructure and of the dielectric map  $\epsilon_h(x, y, z)$  (e) of the lateral periodic structure. This system differs from the dielectric map of the real photonic crystal  $\epsilon^{3D}(x, y, z)$  (a) by a lattice of pillars in the of height  $h$  embedded in the core of the sample (c).]

considère d'abord l'équation d'onde en trois dimensions dans la forme scalaire:

$$\nabla^2 E(\vec{r}, \omega) + k_0 \epsilon^{3D}(\vec{r}) E(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (5.15)$$

Si l'on cherche des solutions sous la forme séparable:

$$E(x, y, z) = \psi(x, y) \zeta(z) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (5.16)$$

l'équation 5.15 s'écrit sous la forme [60]:

$$\nabla^2 \psi(x, y) \zeta(z) + k_0^2 [\epsilon_h(x, y) + \epsilon_v(z) - \epsilon_{eff}] = 0 \quad (5.17)$$

où  $k_0 = \omega/c$  et  $\epsilon_{eff} = (\beta/k_0)^2$ . En appliquant la relation  $\nabla^2(\psi\zeta) = (\nabla^2\psi) \cdot \zeta + \psi(\nabla^2\zeta)$  l'équation 5.17 est séparée en deux équations:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \psi(x, y) + k_0^2 \epsilon_h(x, y) \psi(x, y) &= 0 \\ \nabla^2 \zeta(z) + k_0^2 [\epsilon_v(z) - \epsilon_{eff}] \zeta(z) &= 0 \end{aligned} \quad (5.18)$$

Les solutions de la première équation correspondent aux ondes de Bloch qui se propagent dans un milieu d'indice diélectrique  $\epsilon_h(x, y)$  (figure 5.10 (e)). Les solutions de la deuxième équation sont des modes guidés dans un milieu d'indice diélectrique  $\epsilon_v(z)$  qui correspond à la carte diélectrique verticale de l'hétérostructure (figure 5.10 (d)). D'après

l'équation 5.17 la carte diélectrique du système s'écrit alors  $\epsilon_{v+h}(\vec{r}) = \epsilon_v(x, y) + \epsilon_z(z) - \epsilon_{eff}$  (figure 5.10 (b)). Cette carte représentée dans la figure 5.10(b) ne peut pas décrire le cas général  $\epsilon_{3D}(x, y, z)$  (figure 5.10 (a)) lorsqu'il n'y a pas de guidage dans les trous. Si l'on fait un changement de variable

$$\begin{aligned}\epsilon_a &= 1 + \epsilon_{eff} - \epsilon_1 \\ \epsilon_b &= \epsilon_{eff}\end{aligned}$$

la carte diélectrique  $\epsilon_{v+h}(x, y, z)$  (figure 5.10(b)) peut être décomposée dans la carte diélectrique réelle  $\epsilon^{(3D)}(x, y, z)$  (figure 5.10(a)) additionnée d'un réseau de piliers d'indice diélectrique  $\Delta\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_1$  de hauteur  $h$  dans l'air (figure 5.10(c)) qui peut être traité comme une perturbation.

Il faut noter que cette décomposition de la carte diélectrique  $\epsilon_{v+h}(x, y, z)$  n'est pas unique. Le choix des quatre valeurs  $(\epsilon_1^{(v)}, \epsilon_2^{(v)}, \epsilon_a, \epsilon_b)$  de la carte diélectrique séparable  $\epsilon_{v+h}(x, y, z)$  n'est pas déterminé de manière univoque pour les trois valeurs  $(\epsilon_1, \epsilon_2, 1)$  de la carte diélectrique réelle  $\epsilon^{3D}(x, y, z)$ . Il faut alors résoudre un système linéaire de trois équations et 4 inconnues [40]:

$$\begin{cases} \epsilon_1^{(v)} + \epsilon_b - \epsilon_{eff} = \epsilon_1 \\ \epsilon_2^{(v)} + \epsilon_b - \epsilon_{eff} = \epsilon_2 \\ \epsilon_1^{(v)} + \epsilon_a - \epsilon_{eff} = 1 \end{cases}$$

La fonction  $\Delta\epsilon$  induit une polarisation  $\Delta P(r) = \psi(x, y)\zeta(z)\Delta\epsilon(\vec{r})$  [57]. Chaque pilier se comporte comme un dipôle qui rayonne dans le substrat, dans l'air et dans le guide. La fraction  $\eta$  de l'émission du dipôle rayonnant se couple au modes radiatifs et contribue à la dissipation de l'énergie. Cette énergie dissipée peut être reliée à une composante imaginaire  $\epsilon''_{int}$  de la constante diélectrique. En considérant les expressions de la caractéristique d'émission d'un dipôle et de l'énergie dissipée par les piliers dans un milieu d'indice diélectrique du substrat on trouve l'expression suivante pour les pertes intrinsèques [60]

$$\epsilon''_{int} = \frac{w}{\lambda n_2} (u^2 f) (\Delta\epsilon) \eta \Gamma_{cœur} \quad (5.19)$$

avec:

$$\begin{aligned}w &= \text{largeur du cœur} \\ \Gamma_{cœur} &= \text{facteur de confinement du mode dans le cœur} \\ \eta &= \text{fraction de l'émission du dipôle rayonnant dans chaque} \\ &\quad \text{trou qui se couple aux modes radiatifs}\end{aligned}$$

Les pertes intrinsèques dépendent de la différence des constantes diélectriques du cœur et de la gaine. C'est-à-dire, pour des cristaux photoniques à bas indice, il est favorable de diminuer le contraste d'indice diélectrique entre ces deux couches.

D'après l'équation 5.19, les pertes intrinsèques sont proportionnelles à l'énergie et au facteur de remplissage:

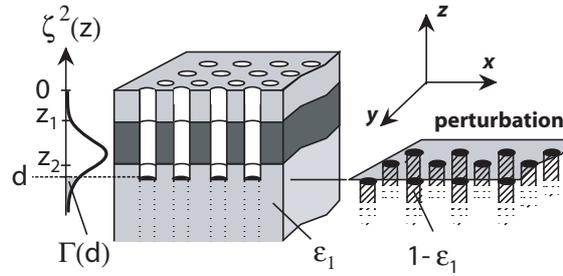
$$\epsilon''_{int} \propto u^2 \cdot f \quad (5.20)$$

L'équation 5.20 est une loi d'échelle pour les pertes intrinsèques. Elle permet de comparer les pertes pour des facteurs de remplissage différents.

Les pertes intrinsèques  $\epsilon''_{int}$  pour un échantillon sur substrat GaAs sont de l'ordre de  $\epsilon''_{int} = 0.02 - 0.04$ . Ces valeurs ont été déterminées avec un modèle en trois dimensions et sont prises comme valeurs de référence par la suite [60].

### 5.4.2 Pertes dues à la profondeur finie des trous

Dans le paragraphe précédent nous avons étudié les pertes intrinsèques des cristaux photoniques avec des trous d'une profondeur infinie. En réalité la profondeur des trous n'est que de quelques micromètres et le mode guidé sentira aussi la partie non gravée des trous. Des pertes extrinsèques dues à la profondeur finie s'ajoutent aux pertes intrinsèques.



*Fig. 5.11: Cristal photonique avec des trous finis: le système peut être considéré comme une superposition d'un cristal photonique avec des trous infinis et d'une perturbation  $\Delta\epsilon = 1 - \epsilon_1$  dans la partie non gravée des trous. Le recouvrement du profil du champ électrique au carré avec la partie manquante des trous est montré.*

*[A photonic crystal with finite hole depth can be considered as a superposition of a photonic crystal with infinitely deep holes and a perturbation with dielectric constant  $\Delta\epsilon = 1 - \epsilon_1$ . The overlap between the squared electric field with the non etched part of the holes is indicated.]*

Le modèle utilisé dans ce cas est basé sur le même principe que le modèle utilisé dans le paragraphe 5.4.1. On considère l'hétérostructure comme une superposition du système idéal (c'est à dire avec des trous infinis) et d'un réseau de piliers d'indice diélectrique  $\tilde{\epsilon} = 1 - \epsilon_1$ . Les piliers commencent à la profondeur  $z = d$ , où  $d$  est la profondeur des trous, jusqu'à l'infini ( $z = -\infty$ ; figure 5.11). Les piliers agissent comme une perturbation sur les ondes se propageant dans le cristal photonique idéal. Une polarisation est induite dans les piliers qui rayonnent comme un dipôle dans le substrat d'indice de réfraction  $n_1$ . Avec un raisonnement similaire au paragraphe 5.4.1, on trouve, pour les pertes dues à la profondeur finie des trous l'expression suivante pour la partie imaginaire de la constante diélectrique [61]:

$$\epsilon''_{trou}^{(cyl)} = \tilde{\epsilon}^2 \frac{8\pi^2}{3\lambda^3} n_{gaine} \Gamma(d) L_d S_{trou} \quad (5.21)$$

avec

$$\Gamma(d) = \frac{\int_{-\infty}^d \zeta^2(z) dz}{\int_{-\infty}^{+\infty} \zeta^2(z) dz} \quad (5.22)$$

où  $\Gamma(d)$  est le recouvrement du profil du mode guidé avec la zone de la perturbation et  $n_{gaine}$  l'indice de réfraction de la gaine inférieure et  $L_d$  la longueur de disparition du profil du champ électrique  $\zeta(z)$  dans la gaine inférieure.

Selon l'équation 5.21, les pertes dues à la forme des trous sont proportionnelles à  $\tilde{\epsilon}^2 = (1 - \epsilon_1)^2$  et au recouvrement du profil du mode guidé  $\Gamma(z_0)$  pour un diamètre

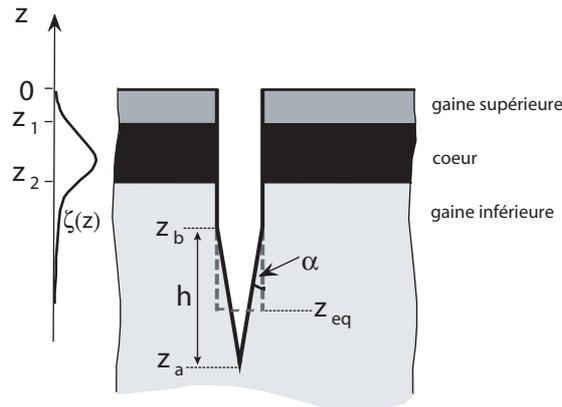


Fig. 5.12: Schéma du modèle trou conique. Les paramètres géométriques et le profil du champ électrique  $\zeta(z)$  sont indiqués. Le paramètre  $z_{eq}$  est défini comme la profondeur équivalente d'un trou cylindrique de pertes identiques.

[Sketch of the cylindroconical hole shape model. The geometrical parameters and the profile of the electric field  $\zeta(z)$  are indicated. The parameter  $z_{eq}$  is defined as the equivalent depth of a cylindrical hole with the same amount of losses as the cylindroconical hole.]

et une profondeur des trous donnés. Si le contraste d'indice diminue, c'est-à-dire si  $\epsilon_1$  diminue,  $\tilde{\epsilon}$  diminue aussi. En même temps, si le contraste d'indice diminue, le mode est moins confiné dans le cœur du guide. Il s'étale verticalement et le recouvrement du profil du mode guidé avec la zone de la perturbation augmente. Les pertes dues à la profondeur finie augmentent ou diminuent, selon le produit de  $\tilde{\epsilon}^2$  et  $\Gamma(z_0)$ . Il est possible de minimiser les pertes dues à la profondeur finie des trous en cherchant le minimum du produit  $\tilde{\epsilon}^2 \cdot \Gamma(z_0)$  et en optimisant la structure verticale pour une forme donnée des trous [51].

### 5.4.3 Pertes dues à la forme des trous

Jusqu'ici nous avons supposé que les trous des cristaux photoniques sont parfaitement cylindriques. Or en pratique la partie supérieure seulement des trous est cylindrique et la partie inférieure est conique. Très souvent la partie conique est aussi tronquée. Dans les deux cas, le modèle décrit dans les deux paragraphes précédents 5.4.1 et 5.4.2 peut être adapté pour calculer ces pertes [61].

#### Trous cylindroconiques

On va d'abord étudier des trous dont les parois de la partie supérieure sont verticales et ceux de la partie inférieure sont coniques. Nous considérons le cas où la partie verticale des trous traverse totalement le cœur et la partie conique des trous se trouve dans la gaine inférieure (figure 5.12). Le paramètre  $z_b$  indique la partie conique du cylindre, le paramètre  $z_a$  est la profondeur totale du trou, le paramètre  $z_{eq}$  équivaut à la profondeur d'un trou d'une forme parfaitement cylindrique donnant les mêmes pertes et  $\alpha$  est le demi angle du cône.

Pour appliquer le modèle du paragraphe 5.4.2 aux trous coniques, il suffit de rem-

placer

$$\int_{-\infty}^{z_0} \zeta(z) dz \longrightarrow \int_{-\infty}^{z_b} g(z) \zeta(z) dz \quad (5.23)$$

où  $g(z)$  est le facteur qui prend en compte la partie non gravée comme une source de pertes à la profondeur  $z$ . En principe,  $g(z)$  peut être appliqué à toute sorte de forme de trous. Dans notre cas  $g(z)$  s'écrit sous la forme:

$$\begin{aligned} g(z) &= 1 && (|z| > |z_a|) \\ g(z) &= 1 - \frac{r(z)^2}{r^2} && (|z_b| < |z| < |z_a|) \end{aligned} \quad (5.24)$$

avec  $r(z) = (z - z_a) \cdot \tan \alpha$ , le rayon du trou en fonction de la profondeur. Normalement il suffit d'évaluer les deux équations 5.23 et 5.24 pour trouver une solution analytique de la forme de l'équation 5.21. Mais pour rendre les choses plus concrètes on préfère comparer la perturbation à celle d'un trou parfaitement cylindrique. La profondeur  $z_{eq}$  a été introduite, elle équivaut à la profondeur d'un trou cylindrique donnant les mêmes pertes que le trou conique considéré [61]. On trouve l'expression suivante pour  $z_{eq}$  [61]:

$$z_{eq}(L_d, r, \alpha) = z_{eq} \equiv z_b + L_d \cdot \ln \left[ 2 \left( \frac{1}{h/L_d} - \frac{1 - \exp(-h/L_d)}{(h/L_d)^2} \right) \right] \quad (5.25)$$

où  $h = z_b - z_a$  est la hauteur du cône (figure 5.12). L'angle  $\alpha$  est donné par  $\alpha = \tan^{-1}(r/h)$ . Cette expression peut être introduite dans l'équation 5.21 pour trouver une expression analytique des pertes dues à la forme des trous [61]. Si les paramètres  $r$  et  $L_d$  sont constants, l'équation 5.25 est seulement fonction de  $\alpha$ . Dans une première approche, les pertes dépendent seulement de l'angle  $\alpha$  du cône et non de la profondeur des trous [61]. Il est donc important, lors de la fabrication des cristaux photoniques, d'améliorer la forme des trous. Notamment, il faut essayer d'atteindre des angles  $\alpha$  inférieurs à  $1.5^\circ$  pour obtenir des pertes  $\epsilon''$  inférieures à 0.1 et qui sont nécessaires pour l'utilisation des cristaux photoniques dans l'optique intégrée [61, 63].

### Trous coniques tronqués

Lors de la fabrication des cristaux photoniques par gravure ICP, les trous sont des cylindres dont le fond est tronqué (figure 5.13). Le trou est cylindrique jusqu'à l'intersection de la gaine inférieure et du cœur du guide. Le diamètre du cylindre est  $D_1$ . A partir de cette intersection, les parois du trou sont coniques avec un angle  $\alpha$ . Le cône est de profondeur  $h$  et se termine avec un fond tronqué de diamètre  $D_2$ .

Pour calculer les pertes dans ce cas, on pourrait procéder comme dans le paragraphe précédent en déterminant le facteur  $g(z)$  qui décrit la partie non gravée du trou et trouver une expression analytique des pertes pour cette forme de trou. Mais au lieu de trouver des expressions  $g(z)$  pour des formes de trous de plus en plus compliquées, il est plus utile de découpler les paramètres  $\alpha$  et  $d$ . Les résultats obtenus pour les trous coniques et cylindriques sont exploités et une solution en fonction de la profondeur du trou  $d$  et  $\alpha$  est trouvée [62]. Avec cette expression, il est possible d'identifier l'origine des pertes plus précisément, afin d'optimiser la fabrication. D'après la figure 5.13, la partie non gravée du trou du type conique tronqué peut être décomposée en une somme de trois perturbations:

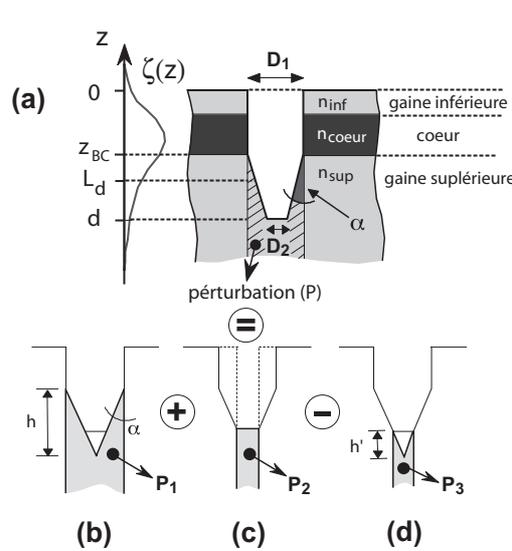


Fig. 5.13: (a) Schéma du modèle trou conique tronqué, avec le profil du champ électrique  $\zeta(z)$  et la longueur de disparition  $L_d$ : La zone ombrée représente la zone de perturbation (b)-(d) Schémas de la décomposition de la perturbation en particulier contenant le type conique ou cylindrique entre lesquelles chaque pilier peut être décomposé.

[(a) Sketch of the truncated cone model, with the profil of the electric field  $\zeta(z)$  and the decay length  $L_d$ : The shaded region represents the perturbation zone (b)-(d) Sketch of the decomposition of the perturbation, in particular the conical and the cylindric region in to which each pillar can be decomposed.]

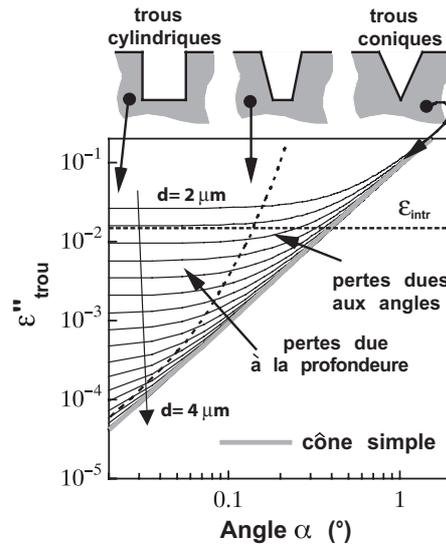
1. La perturbation  $P_1$  est purement conique. Elle est complémentaire au cône si on rallonge les parois de celui-ci. Le diamètre est  $D_1$  (figure 5.13(b)).
2. La deuxième perturbation  $P_2$  est cylindrique. Elle a un diamètre  $D_2$  (figure 5.13(c)).
3. La dernière perturbation est complémentaire au petit cône. La base de ce cône a un diamètre  $D_2$  et est située à la profondeur  $d$ . Le cône a une hauteur de  $h' = z_{BC} + h - d$  (figure 5.13(c)).

Une fois les paramètres de l'hétérostructure (les indices de réfraction des couches du guide, la longueur de disparition  $L_d$  du profil du champ électrique et le facteur de confinement  $\Gamma(z)$ ) fixés, les équations 5.21 et 5.25 peuvent être utilisées pour calculer les pertes dues à la forme des trous:

$$P(D_1, D_2, d, \alpha) = P(D_1, \alpha) + P(d, \alpha) - P(D_2, \alpha) \quad (5.26)$$

Le diamètre  $D_1$  peut être déterminé soit par des mesures optiques soit par l'analyse des images MEB. Puis le diamètre  $D_2$  est lié à l'angle  $\alpha$  et  $D_1$  par  $D_2 = D_1 - 2(d - z_{BC} \times \tan \alpha)$ . L'expression des pertes  $\epsilon''_{trou}(d, \alpha)$  peut ensuite être trouvée en appliquant les équations 5.21 - 5.26.

Dans la figure 5.14 les courbes  $\epsilon''_{trou}(\alpha, d)$  d'un échantillon sur substrat InP sont calculées en fonction de l'angle  $\alpha$  avec une profondeur allant de  $d = 2 \mu\text{m}$  à  $d = 4 \mu\text{m}$  avec un pas de  $\Delta d = 0.1 \mu\text{m}$ . La ligne grise correspond au cas où la forme des trous est purement conique (paragraphe précédent).

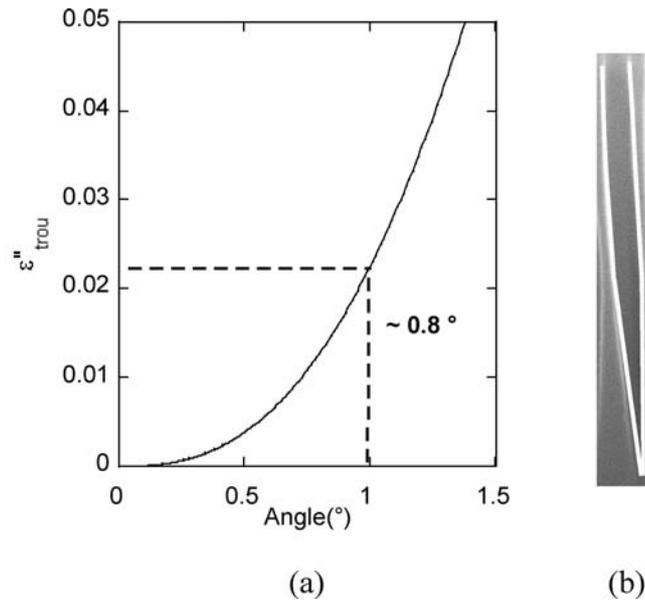


*Fig. 5.14:* Graphique du paramètre  $\epsilon''_{\text{trou}}$  en fonction de l'angle  $\alpha$  du cône. Les calculs ont été effectués pour un cristal photonique sur substrat InP avec un facteur de remplissage de  $f = 0.50$  et un diamètre  $D_1 = 460$  nm. La profondeur totale des trous va de  $d = 2 \mu\text{m}$  à  $d = 4 \mu\text{m}$  avec des pas de  $\Delta d = 0.1 \mu\text{m}$ . Les régimes des trous cylindriques et des trous coniques sont montrés. La courbe correspondant aux pertes en fonction de l'angle d'un trou cylindrique est indiquée comme référence (courbe grise).

[Plot of the shape term  $\epsilon''_{\text{trou}}$  as a function of the angle  $\alpha$  of the cone. The calculations were performed for a photonic crystal with a filling factor of  $f = 0.50$  and a diameter  $D_1 = 460$  nm. The total depth ranges from  $d = 2 \mu\text{m}$  to  $d = 4 \mu\text{m}$  in steps of  $\Delta d = 0.1 \mu\text{m}$ . The cylindrical and conical hole shape regimes are indicated. The corresponding curve of the losses of a cylindrical hole as a function of the angle is reported (grey line).]

On peut identifier trois régimes:

1.  $\alpha \leq 0.03^\circ$ : La contribution aux pertes dues à la forme des trous est négligeable. Les pertes sont plutôt dues à la profondeur des trous, car leur forme est semblable à celle d'un cylindre.
2.  $0.03^\circ \leq \alpha \leq 1^\circ$ : Les pertes sont influencées par les deux paramètres  $\alpha$  et  $d$ . La forme des trous est conique tronqué. Mais si la profondeur des trous augmente, la contribution de la profondeur des trous aux pertes devient de moins en moins importante et en même temps l'angle  $\alpha$  devient le seul paramètre qui détermine les pertes. Dans notre cas cela se produit à partir d'une profondeur de  $d \geq 3 \mu\text{m}$ . Les courbes  $\epsilon''_{\text{trou}}(d, \alpha)$  se joignent à la courbe décrivant des pertes dans le cas des trous cylindriques. La longueur de disparition est inférieure à la profondeur des trous et c'est seulement la queue du profil de champ qui interagit avec la partie non gravée du trou et la variation de  $\epsilon''_{\text{trou}}$  due à l'angle devient prépondérante.
3.  $\alpha > 1^\circ$ : Dans ce cas les pertes ne dépendent guère de la profondeur du cône. On s'approche de la courbe pour les trous coniques où l'angle est le seul paramètre contribuant aux pertes.



*Fig. 5.15: (a) Graphique du paramètre  $\epsilon''_{\text{trou}}$  en fonction de l'angle du cône. Le calcul a été effectué pour l'échantillon IWK5. (b) Image MEB d'un trou de l'échantillon IWK5 gravé par la technique CAIBE ( $a = 440$  nm,  $f = 0.50$ ).*

*[(a) Plot of the parameter  $\epsilon''_{\text{trou}}$  as a function of the cone angle. The calculation is performed for the sample IWK5. (b) SEM micrograph of a hole of the IWK5 sample etched with CAIBE ( $a = 440$  nm,  $f = 0.50$ ).]*

#### 5.4.4 Application du modèle des pertes

A l'aide des modèles développés dans le paragraphe précédent on peut maintenant analyser l'origine des pertes des trois échantillons sur substrat InP.

Les étapes pour déterminer les pertes hors plan sont les mêmes pour les deux types de forme de trous. D'abord, les pertes hors plan de la bande d'air et de la bande diélectrique sont déterminées par une simulation FDTD-2D des courbes de transmission des pavés de cristaux photoniques. Dans les calculs FDTD-2D, le paramètre  $\epsilon''$  est pris en compte en introduisant une conductivité dans les trous des cristaux photoniques [37]. Puis les pertes intrinsèques  $\epsilon''_{\text{int}}$  sont calculées en utilisant les valeurs déterminées théoriquement pour les cristaux photoniques sur substrat GaAs et l'équation 5.19. Les valeurs des pertes de la bande d'air sont utilisées pour calculer le paramètre  $\epsilon''_{\text{trou}}$  à l'aide de l'équation 5.14. On utilise les pertes hors plan de la bande d'air parce que la bande d'air est plus sensible aux pertes hors plan et parce que le champ électrique est confiné dans les trous (chapitre 1 et [20]). Selon la forme des trous, soit l'équation 5.21 (dans le cas des trous coniques) soit l'équation 5.26 (dans le cas des trous coniques tronqués) est utilisée pour déterminer l'angle du cône.

#### Trous coniques

Les trous des échantillons gravés par la technique CAIBE et par la technique ECR-RIE sont coniques et le modèle du trou conique s'applique.

**Echantillon IWK5:** Pour l'échantillon IWK5, on trouve pour les pertes hors plan de la bande d'air  $\epsilon''_{air} = 0.045$  et pour les pertes hors plan de la bande diélectrique  $\epsilon''_{die} = 0.1040$  (figure 5.2(a)). Les pertes de la bande d'air sont inférieures aux pertes de la bande diélectrique et l'équation 5.20 n'est pas respectée. A cause de notre technique de bayalage lithographique, les trous de la bande d'air sont gravés plus profondément que les trous de la bande diélectrique et les pertes hors plan sont alors plus petites [44, 55].

Les pertes intrinsèques  $\epsilon''_{int} = (0.036 \pm 0.008)$  sont déterminées ce qui donne  $\epsilon''_{trou} = (0.0121 \pm 0.012)$ . L'angle correspondant est  $\alpha = (0.8 \pm 0.2)^\circ$  (figure 5.15(a)) et il est comparable à l'angle mesuré sur les images MEB (figure 5.15(b)). L'angle est inférieur à  $1^\circ$  et les trous sont très profonds ( $d \approx 4 \mu\text{m}$ ) ce qui explique les bonnes propriétés optiques des cristaux photoniques gravés dans cet échantillon.

**Echantillon IWW9(2):** Dans le cas de l'échantillon IWW9(2), les pertes hors plan de la bande d'air sont  $\epsilon''_{air} = 0.1131$  et pour la bande diélectrique  $\epsilon''_{die} = 0.08$  (figure 5.3(a)). Dans ce cas, l'équation 5.20 est respectée.

On trouve pour les pertes intrinsèques  $\epsilon''_{int} = (0.015 \pm 0.005)$ , pour les pertes dues à la forme de trous  $\epsilon''_{trou} = (0.16 \pm 0.06)$  et un angle du cône  $\alpha = (1.4 \pm 0.4)^\circ$  pour une profondeur des trous d'environ  $d \approx 3 \mu\text{m}$ . L'angle est supérieur à  $1^\circ$  ce qui explique que les pertes hors plan  $\epsilon''_{air}$  sont supérieures à 0.1.

### Les trous coniques tronqués

**Echantillon IOO6:** La forme des trous des cristaux photoniques du dernier échantillon IOO6 (gravé par la technique ICP) est conique tronquée (figure 5.16(b)) et l'équation 5.26 s'applique.

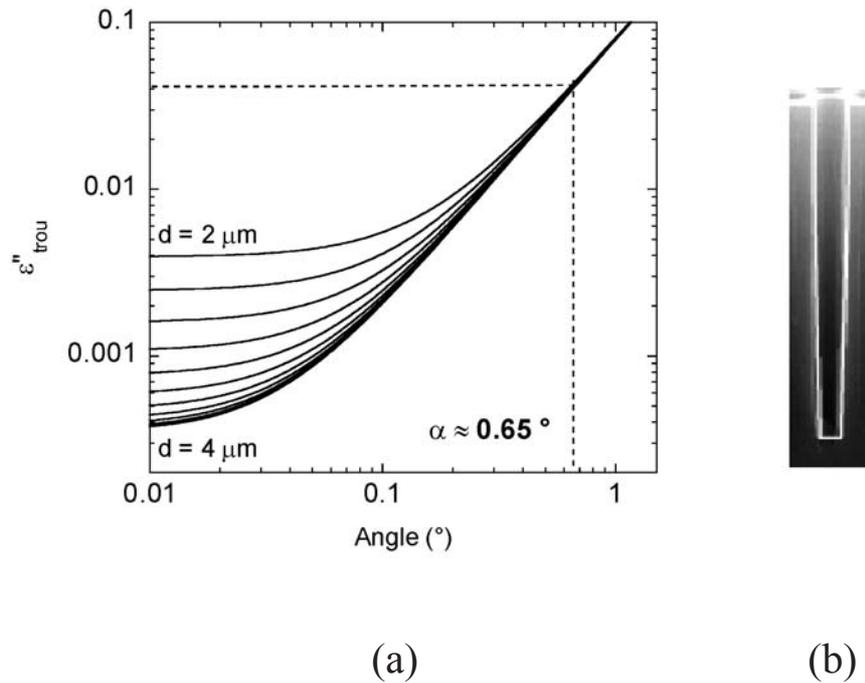
Les pertes hors plan de la bande d'air sont  $\epsilon''_{air} = 0.0566$  et pour la bande diélectrique  $\epsilon''_{die} = 0.040$  (figure 5.3(b)) et l'équation 5.20 est respectée.

On trouve pour les pertes intrinsèques  $\epsilon''_{int} = (0.009 \pm 0.003)$ , pour les pertes dues à la forme des trous  $\epsilon''_{trou} = (0.041 \pm 0.003)$  et pour l'angle du cône  $\alpha = (0.65 \pm 0.05)^\circ$  (figure 5.16(a)). Les trous sont presque cylindriques ce qui explique que les pertes hors plan sont inférieures à  $\epsilon'' \leq 0.1$  [64]. La profondeur est  $d \approx 3.2 \mu\text{m}$ .

Pour une meilleure vue d'ensemble, les résultats de l'analyse des pertes des trois échantillons mesurés sont résumés dans le tableau 5.3.

## 5.5 Conclusion

Si l'on résume tous les résultats des paragraphes 5.2 - 5.4, l'échantillon gravé par CAIBE (IWK5) a montré les meilleures propriétés optiques dans la bande interdite et hors de la bande interdite des trois échantillons étudiés sur substrat InP. Surtout, le grand facteur de qualité du pic Fabry-Pérot, qui est un des plus grand obtenu sur des échantillons InP/InGaAsP [44], montrant la bonne qualité des propriétés optiques. De plus la valeur théorique du facteur de qualité est proche de la valeur expérimentale, ce qui démontre la bonne qualité de l'échantillon. En général, les diamètres des trous gravés sont plus grands que les diamètres nominaux. La forme des trous est conique avec des angles



*Fig. 5.16:* (a) Graphique du paramètre  $\epsilon''_{trou}$  en fonction de l'angle du cône. Le calcul a été effectué pour l'échantillon IOO6. La profondeur varie de  $d = 2 \mu\text{m}$  à  $d = 4 \mu\text{m}$  par pas de  $\Delta d = 0.1 \mu\text{m}$ . (b) Image MEB d'un trou de l'échantillon IOO6 gravé par la technique ICP ( $a = 320 \text{ nm}$ ,  $f = 0.25$ ).

*[(a) Plot of the parameter  $\epsilon''_{trou}$  as a function of the cone angle. The calculation is performed for the IOO6 sample. (b) SEM photo of a hole of the IOO6 sample etched with ICP ( $a = 320 \text{ nm}$ ,  $f = 0.25$ ).]*

inférieurs à  $1^\circ$  et la profondeur des trous est  $4 \mu\text{m}$  ce qui explique les bonnes propriétés optiques de ces cristaux photoniques.

L'échantillon IOO6 gravé par la technique ICP est comparable à l'échantillon IWK5 au niveau des pertes en dehors de la bande interdite ( $\epsilon'' < 0.1$ ), à cause des trous presque cylindriques ( $\alpha \leq 1^\circ$ ) et d'une profondeur de  $\sim 3 \mu\text{m}$ . Le facteur de remplissage est juste de 25 % pour toutes les périodes. Les propriétés optiques dans la bande interdite sont moins bonnes (facteur de qualité du pic Fabry-Pérot  $\sim 73$ ) parce que les trous sont moins profonds. Il faudrait essayer donc d'atteindre des facteurs de remplissage plus grands pour graver plus profondément les trous correspondant aux périodes dans la bande interdite, en gardant une bonne forme de trous.

Le dernier échantillon, IWW9(2), gravé par la technique ECR-RIE, montre des meilleurs résultats dans la bande interdite, même si ce n'est pas tout à fait comparable aux résultats de l'échantillon IWK5. Les propriétés optiques sont meilleures que ceux de l'échantillon IOO6 (facteur de qualité du pic Fabry-Pérot  $\sim 100$ ). Par contre, les pertes hors plan de la bande d'air sont supérieures à  $\epsilon'' = 0.1$ , parce que l'angle des trous coniques est supérieur à  $1^\circ$ . Pour améliorer ces cristaux photoniques, il faudrait travailler plutôt sur la forme des trous que sur la profondeur des trous ( $d \approx 3 \mu\text{m}$ ), c'est-à-dire essayer d'atteindre des angles inférieurs à  $1^\circ$ .

	IWK5	IWW9(2)	IOO6
forme des trous	conique	conique	conique tronqué
$\epsilon''_{air}$	0.045	0.1131	0.0566
$\epsilon''_{die}$	0.1040	0.08	0.040
$\epsilon''_{int}$	$0.036 \pm 0.008$	$0.015 \pm 0.005$	$0.009 \pm 0.003$
$\epsilon''_{trou}$	$0.0121 \pm 0.012$	$0.16 \pm 0.06$	$0.041 \pm 0.003$
$\alpha$ ( $^\circ$ )	$0.8 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.4$	$0.65 \pm 0.05$
profondeur	$4 \mu\text{m}$	$3 \mu\text{m}$	$3.2 \mu\text{m}$

Tab. 5.3: Les résultats de l'analyse des pertes dues aux pertes intrinsèques et à la forme des trous des trois échantillons étudiés

[Summary of the out of plane loss analysis including the intrinsic losses and the losses due to the hole shape]

## 5.6 Guides d'onde à cristaux photoniques

Dans le paragraphe précédent, nous avons mesuré avec la méthode de la source interne des cristaux photoniques simples et des cavités Fabry-Pérot. Ces structures nous ont permis d'évaluer les propriétés optiques des cristaux photoniques, ainsi que l'état de l'art de la gravure des cristaux photoniques dans des échantillons sur substrat InP. Toutefois, dans le domaine de l'optique intégrée, d'autres types de composants sont requis, tels que les guides d'onde par exemple. Etant donné que dans les circuits d'optique intégrée la lumière peut provenir non seulement d'une source intégrée dans la structure (typiquement un laser) mais aussi de sources externes pour les circuits passifs, des mesures utilisant la méthode de type endfire s'imposent. Dans ce cas, on couple la lumière aux cristaux photoniques via des guides rubans et des fibres optiques.

Les guides d'onde à cristaux photoniques étudiés dans cette thèse sont définis par une ou plusieurs rangées de trous manquants dans la direction  $\Gamma K$ . On appelle  $W_n$  les guides d'onde, où  $n$  est le nombre de rangées de trous manquantes. Les modes guidés, confinés entre les rangées de trous manquantes, se propagent dans la direction  $\Gamma K$  (figure 5.17).

### 5.6.1 Description de l'échantillon

Le schéma général d'un échantillon typique est illustré figure 5.18. Les structures mesurées dans l'expérience de type endfire se composent de guides d'onde ruban de sortie et d'entrée (rectangles gris clair) couplés aux guides d'onde à cristaux photoniques. Les périodes ont été choisies égales à 360 nm et 390 nm avec une incertitude de 10 nm et un facteur de remplissage constant. Pour chaque période, il y a des guides d'onde (rectangles gris foncé) de longueurs  $L_i$  différentes. La longueur des guides rubans d'entrée est toujours constante et la longueur des guides rubans de sortie varie en fonction de la longueur du guide d'onde à cristaux photoniques. Les guides d'onde ont été regroupés dans des blocs selon leur période et pour chaque bloc, un guide d'onde ruban de référence (appelé RW) a été inclut.

Nous avons étudié deux types de guide d'onde: des guides d'onde  $W_3$  (figure 5.17 (a)) et des guides d'onde  $W_1$  (figure 5.17(c)). Les guides rubans sont couplés soit

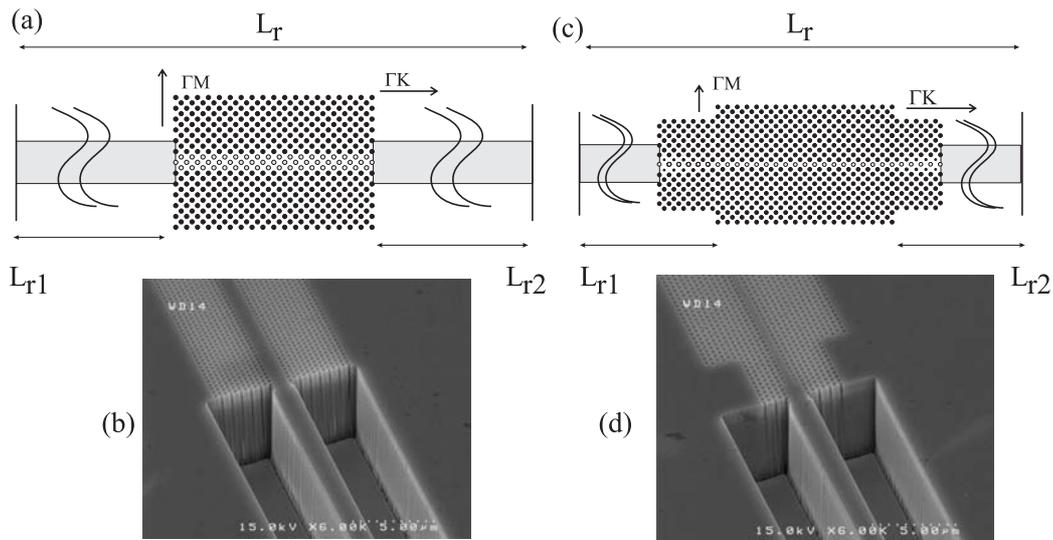


Fig. 5.17: (a) Schéma d'un guide d'onde W3: Le guide d'onde ruban est couplé directement au guide d'onde. (b) Image MEB du guide d'onde W3 (c) Schéma d'un guide d'onde W1: Le guide d'onde ruban est couplé via une structure d'accès où le diamètre des trous varie graduellement (d) Image MEB du guide d'onde W1

[(a) Sketch of a W3 photonic crystal waveguide: The ridge waveguide is coupled directly to the waveguide. (b) SEM micrograph of the W3 waveguide (c) Sketch of a W1 photonic crystal waveguide: The ridge waveguide is coupled by a taper to the waveguide (d) SEM micrograph of the W1 photonic crystal waveguide]

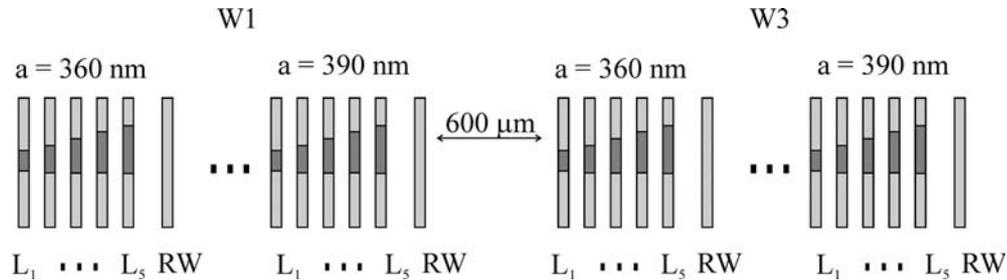
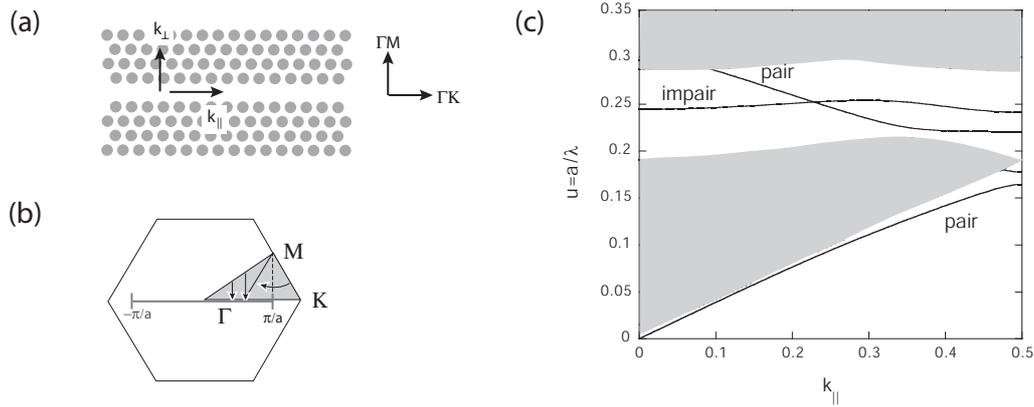


Fig. 5.18: Schéma d'un échantillon typique utilisé dans l'expérience de type endfire: Les guides d'onde à cristaux photoniques (rectangles gris foncé) de longueur différentes ( $L_1, L_2, \dots$ ) sont regroupés selon le type de guide d'onde (W1 ou W3) et selon leur période. La lumière est couplée aux structures via des guides rubans d'accès (rectangles gris clair). Un guide d'onde ruban de référence (RW) est inclus pour chaque période.

[Sketch of a typical endfire sample. The photonic crystal waveguides (grey dark rectangles) of different lengths ( $L_1, L_2, \dots$ ) are classified by their type (W1 or W3) and then by their periode. The light is coupled by ridge waveguides (grey rectangles) in the structures. A reference ridge waveguide (RW) is included for each periode.]

directement aux guides d'onde, c'est le cas des guides d'onde W3 (figure 5.17(a) et (b)) soit via une structure d'accès où le diamètre des trous varie graduellement (en anglais taper [10, 65]), c'est le cas des guides d'onde W1 (figure 5.17(c) et (d)).

Tous les échantillons mesurés dans ce paragraphe sont sur substrat InP. La structure verticale est celle décrite dans le paragraphe 3 à la différence près qu'il n'y a pas



*Fig. 5.19: (a) Schéma d'un guide d'onde W1 avec les constantes de propagation  $\vec{k}_{\perp}$  et  $\vec{k}_{\parallel}$  (b) Zone de Brillouin d'un cristal photonique à réseau triangulaire: Les bandes du cristal photonique massif sont repliées et projetées sur  $\vec{k}_{\parallel} \in [-\pi/a, \pi/a]$ . (c) Diagramme de dispersion d'un guide d'onde W1 (polarisation TE,  $f=0.35$ ,  $\epsilon_s = 11.4$ ,  $\epsilon_{trou} = 1$ ): La région en gris correspond aux bandes projetées du cristal photonique massif. [(a) Sketch of a W1 photonic crystal waveguide with the propagation constants  $\vec{k}_{\perp}$  and  $\vec{k}_{\parallel}$  (b) Brillouin zone of a photonic crystal with triangular lattice: The bulk bands are folded and projected on  $\vec{k}_{\parallel}$ . (c) Dispersion relation of a W1 photonic crystal waveguide (TE polarisation,  $f=0.35$ ,  $\epsilon_s = 11.4$ ,  $\epsilon_{trou} = 1$ ): The shaded region corresponds to the projected bulk modes.]*

d'émetteurs de lumière dans la couche de haut indice et que celle-ci est plus épaisse (500 nm).

### 5.6.2 Relation de dispersion des guides d'onde à cristaux photoniques

Un guide d'onde à cristaux photoniques dans la direction  $\Gamma K$  n'est plus invariant par translation dans la direction  $\Gamma M$ . D'après le théorème de Bloch, les modes du guide d'onde sont classés selon le vecteur d'onde  $\vec{k}_{\parallel}$  (parallèle à la direction  $\Gamma K$ , figure 5.19) dans la première zone de Brillouin où  $\vec{k}_{\parallel} \in [-\pi/a, \pi/a]$ .

Pour visualiser la position de la bande interdite du cristal massif et les modes guidés du guide d'onde, les modes guidés et les modes du cristal photonique massif sont projetés sur la première zone de Brillouin du guide d'onde. Pour cela, les bandes  $\omega(k_{\parallel}, k_{\perp})$  du cristal photonique massif de la première zone de Brillouin sont d'abord repliées et puis projetées sur le vecteur  $\vec{k}_{\parallel}$  (figure 5.19(b)). Notons que la première zone de Brillouin d'un cristal massif s'étend dans les directions  $\Gamma$ ,  $K$  et  $M$ , et que la première zone de Brillouin d'un guide d'onde à cristaux photoniques est juste unidimensionnelle dans la direction  $\Gamma K$  (figure 5.19(b)).

Une relation de dispersion pour un guide d'onde W1 (polarisation TE,  $f = 0.35$ ,  $\epsilon_{eff} = 11.4$ ,  $\epsilon_{trou} = 1$ ) est montré figure 5.19(c). Les zones grises correspondent aux bandes permises du cristal photonique massif. La zone intermédiaire correspond à la bande interdite du cristal photonique massif et les branches situées dans cette région correspondent aux modes confinés dans le guide. Le guide d'onde n'est pas monomode pour les paramètres choisis. Le mode pair ou fondamental est guidé par réflexion totale interne de la lumière. Ce mode est similaire à un mode guidé dans un guide

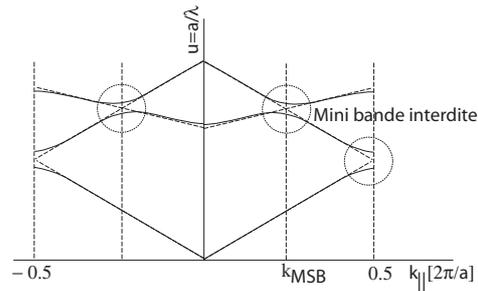


Fig. 5.20: Schéma de la zone réduite d'une relation de dispersion d'un guide d'onde W3: Les courbes de dispersion sont repliées dans la première zone de Brillouin et une mini-bande interdite apparaît entre les deux modes (d'après [40]).

[In the reduced zone scheme the W3 dispersion curves are folded back into the first Brillouin zone: The mini-stop band appears as an anticrossing between the modes (after [40]).]

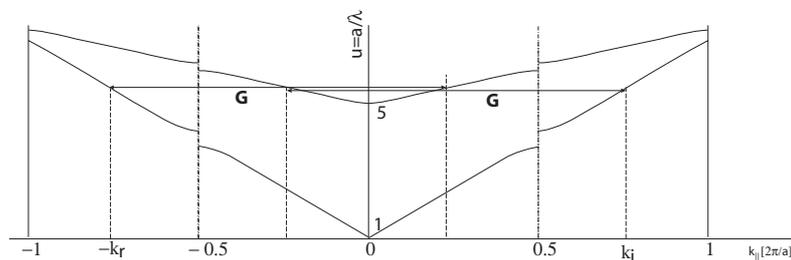


Fig. 5.21: Schéma de la relation de dispersion du mode fondamental (mode 1) et du mode 5 d'un guide d'onde W3 dans le schéma de la zone de Brillouin étendue: Le mode fondamental se couple par le vecteur réciproque  $\vec{G}$  avec le mode 5, qui se propage en contresens (d'après [40]). [Sketch of a dispersion relation of the fundamental mode (mode 1) and mode 5 of a W3 waveguide: The forward propagating fundamental mode is coupled with the backward propagating mode 5 by the inverse vector  $\vec{G}$  (after [40]).]

diélectrique. Le mode impair est confiné par le cristal photonique qui agit de manière comparable à un miroir métallique [54].

### Mini-bande interdite

La figure 5.20 montre le diagramme de dispersion d'un guide d'onde à cristal photonique W3. Un anticroisement entre deux modes est observé à  $k_{MSB}$ . Ce phénomène est appelé une mini-bande interdite. La mini-bande interdite est un phénomène d'interférence multiple. Elle résulte du couplage des modes via une corrugation des interfaces définissant le guide d'onde. Le couplage peut se produire entre les mêmes modes incidents (vecteur de propagation  $\vec{k}_i$ ) et réfléchis (vecteur de propagation  $\vec{k}_r$ ) et cela forcément au bord de la zone de Brillouin, ou dans une région quelconque dans la zone de Brillouin lorsque une condition de diffraction résonante est remplie (figure 5.21):

$$\vec{k}_i + \vec{k}_r = \vec{G} \quad (5.27)$$

où  $\vec{G}$  est le vecteur du réseau réciproque.

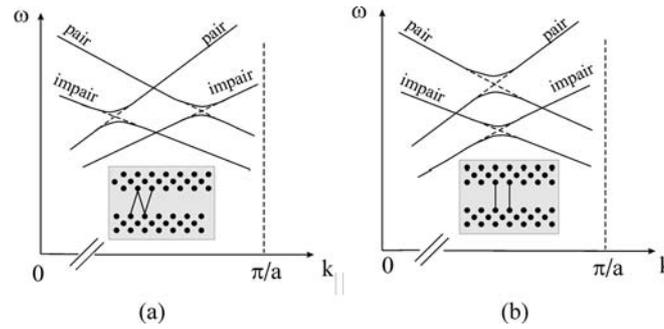


Fig. 5.22: Représentation schématique des anticroisements entre des modes de parité opposée (a) et de même parité (b) selon la symétrie de la corrugation des interfaces du guide d'onde ((a) antisymétrique (b) symétrique) dans la première zone de Brillouin

[Sketch of anticrossings between modes with uneven (a) and even parity depending on the symmetry of the corrugation of the waveguide ((a) antisymmetric (b) symmetric) in the first Brillouin zone]

Il est possible de montrer avec un modèle de modes couplés [54] et de vérifier par la méthode de la décomposition en ondes planes que selon la parité des deux interfaces du guide d'onde, les modes de même parité ou bien de parité opposée sont couplés alors que l'autre famille n'interagit pas (figure 5.22).

### 5.6.3 Mesures des guides d'ondes à cristaux photoniques

La figure 5.23 montre la transmission en polarisation TE en fonction de la fréquence réduite des guides d'onde W3. La longueur d'onde d'émission de la source externe varie entre  $\lambda = 1490$  nm et  $\lambda = 1640$  nm avec une résolution de  $\Delta\lambda_{res} = 0.2$  nm. Trois longueurs différentes de guide d'onde ont été mesurées:  $L_{CPH} = 60a, 80a$  et  $120a$ .

Des franges Fabry-Pérot entre  $u = 0.22$  et  $u = 0.24$  sont observées (insert figure 5.23), car le système guide d'onde ruban - guide d'onde - guide d'onde ruban forme une cavité Fabry-Pérot de longueur  $L_r$  (figure 5.17(a)) entre les facettes clivées. Une mini-bande interdite à  $u = 0.254$  est observée. Elle devient plus prononcée lorsque la longueur du guide d'onde augmente. Ce comportement illustre la bonne qualité de l'échantillon, car la mini-bande interdite est un effet distribué de couplage entre modes via le réseau formé par la corrugation de l'interface. Elle a donc besoin d'un certain nombre de périodes pour se former complètement (exactement comme la formation d'une bande interdite en fonction du nombre de périodes dans le cas d'un miroir de Bragg). Un facteur de remplissage de  $f = 0.27$  est déterminé en comparant la position de la mini-bande interdite de la relation de dispersion du guide d'onde W3 avec la position expérimentale de celle-ci (figure 5.24(a)).

Un spectre de transmission en polarisation TE d'un guide d'onde W1 en fonction de la fréquence réduite ( $L_{CPH} = 120a$ ) est montré figure 5.25. Il est mesuré sous les mêmes conditions que la transmission des guides d'onde W3. Comme pour le guide d'onde W3, des franges Fabry-Pérot entre  $u = 0.22$  et  $u = 0.27$  apparaissent, à cause des interférences multiples de la lumière dans l'échantillon. La transmission du mode guidé décroît à partir de  $u \approx 0.22$  à cause du bord de la bande interdite (figure 5.24(b)).

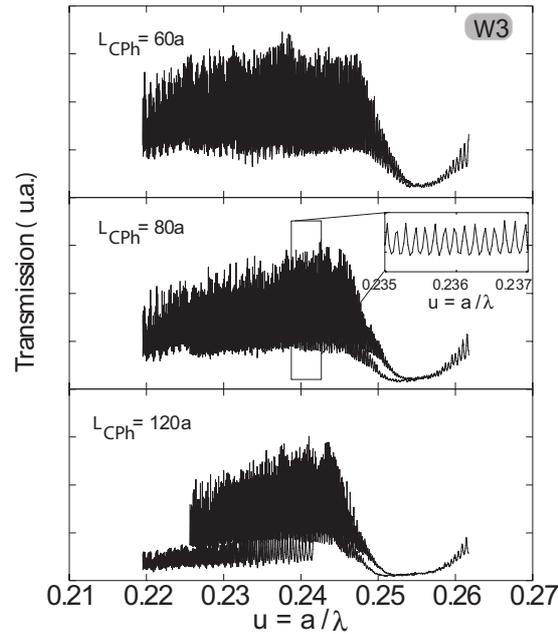


Fig. 5.23: Spectres de transmission en fonction de la fréquence réduite des guides d'onde à cristaux photoniques W3 de longueurs différentes ( $L_{CPh} = 60a, 80a$  et  $120a$ ) en polarisation TE. Une mini-bande interdite est visible à  $u \approx 0.254$ .

[Transmission spectra in TE polarisation of W3 photonic crystal waveguides of three different lengths ( $L_{CPh} = 60a, 80a$  and  $120a$ ) as a function of the reduced energy. A mini-stop band is visible at  $u \approx 0.254$ .]

#### 5.6.4 Détermination des pertes de propagation d'un guide d'onde ruban

Dans l'expérience de type endfire l'extraction des pertes de propagation à partir des spectres de transmission se révèle plus compliquée que dans le cas de la méthode de la source interne à cause des effets d'interférence de la lumière dans l'échantillon. Il est donc utile d'étudier d'abord des guides rubans simples pour bien comprendre l'analyse de leurs spectres de transmission.

Le guide d'onde ruban que nous avons mesuré est gravé dans le guide planaire de l'échantillon. Il a une largeur de  $1.5 \mu\text{m}$  et une profondeur d'environ  $4 \mu\text{m}$ . La lumière est aussi confinée dans la direction  $x$  par l'air. Pour déterminer les modes guidés dans ce guide d'onde ruban, on doit utiliser des méthodes numériques pour résoudre les équations de Maxwell [66,67]. Pour notre guide d'onde ruban, le mode fondamental en polarisation TE est illustré figure 5.26. Le mode est calculé avec un modèle basé sur les éléments finis [67]. Pour cette épaisseur du cœur, le guide est monomode et l'indice effectif de ce mode en polarisation TE (TM) est  $n_{eff} = 3.207$  (3.206).

Un spectre de transmission entre les longueurs d'onde  $\lambda = 1570 \text{ nm}$  et  $\lambda = 1572 \text{ nm}$  en polarisation TE est montré figure 5.27(a). Le spectre a été mesuré avec une résolution de  $\Delta\lambda_{res} = 0.02 \text{ nm}$ . Les facettes clivées de l'échantillon agissent comme un miroir de réflectivité autour de  $R \approx 0.30$  et constituent une cavité Fabry-Pérot dont la transmission est donnée par la formule 5.2. La séparation  $\Delta\lambda$  entre deux

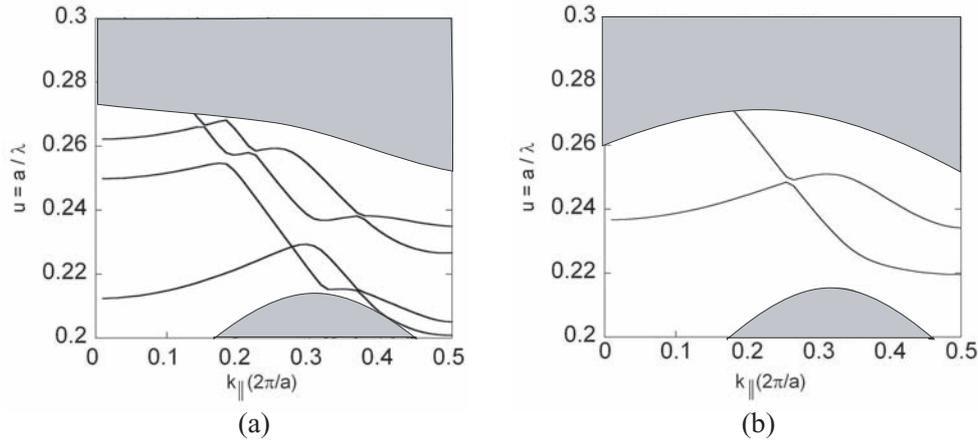


Fig. 5.24: Diagramme de dispersion d'un guide d'onde à cristaux photoniques W3 (a) et W1 (b) ( $f = 0.27$ ,  $\epsilon_{eff} = 10.5$ ); Pour le guide d'onde W3 une mini-bande interdite à  $u \approx 0.254$  est visible.

[Dispersion relation of a W3 (a) and W1 (b) photonic crystal waveguide ( $f = 0.27, \epsilon_{eff} = 10.5$ ); A mini stop band is visible at  $u \approx 0.254$  for the W3 photonic crystal waveguide.]

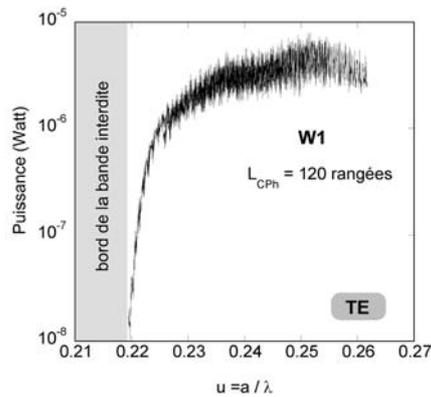


Fig. 5.25: Spectre de transmission (polarisation TE) en fonction de la fréquence réduite d'un guide d'onde à cristaux photoniques W1 de longueur  $L_{CPh} = 120a$

[Transmission spectrum in TE polarisation of a W1 photonic crystal waveguide ( $L_{CPh} = 120a$ ) as a function of the reduced energy]

maximums dans le spectre de transmission d'une cavité Fabry-Pérot est reliée à la longueur physique  $L$  de la cavité par [57]

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2n_{eff}L} \quad (5.28)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du centre du spectre. Dans notre cas,  $\Delta\lambda$  vaut 0.24 nm. Avec l'équation 5.28, on obtient comme longueur physique  $L = 1.6$  mm de l'échantillon ce qui correspond à la taille réelle de l'échantillon. La séparation entre les franges correspond bien à la cavité définie par les facettes de l'échantillon. La décroissance du spectre en intensité est due à la dérive du couplage des fibres avec le temps.

Pour déterminer les pertes de propagation du guide d'onde ruban, deux possi-

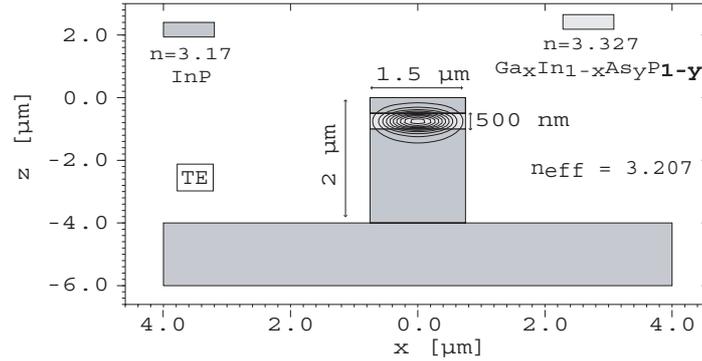


Fig. 5.26: Illustration du champ électrique du mode guidé (polarisation TE) dans le guide d'onde ruban utilisé dans l'expérience de type endfire; L'indice effectif de ce mode est  $n_{eff} = 3.207$ .

[The electric field (TE polarisation) of the guided mode of the ridge waveguide used in the endfire experiment is displayed. The effective refractive index of the guided mode is  $n_{eff} = 3.207$ .]

bilités existent: La première est connue sous le nom de Hakki-Paoli [68]. Elle consiste à analyser le contraste des franges du spectre de transmission. Le contraste est défini par:

$$K = \frac{T_{max}}{T_{min}} \quad (5.29)$$

où  $T_{max}$  et  $T_{min}$  sont le maximum où le minimum de la transmission d'une cavité Fabry-Pérot de taille  $L$  (équation 5.2):

$$\begin{aligned} T_{max} &= \left( \frac{T}{1 - e^{-\alpha L R}} \right)^2 \\ T_{min} &= \left( \frac{T}{1 + e^{-\alpha L R}} \right)^2 \end{aligned} \quad (5.30)$$

Si l'on introduit ces deux expressions dans l'équation 5.29 on obtient:

$$\alpha L = \ln R + \ln \frac{\sqrt{K} + 1}{\sqrt{K} - 1} \quad (5.31)$$

Les pertes de propagation peuvent être déterminées par des mesures du contraste pour autant que l'on connaisse la réflectivité  $R$  des miroirs. Ou bien indépendamment de la connaissance de  $R$ , s'il est possible de procéder à des mesures sur différentes longueurs de guides rubans.

Mais cette méthode est seulement fiables si les pertes de propagation de la cavité Fabry-Pérot sont grandes. Pour des cavités Fabry-Pérot avec des faibles pertes de propagation, la méthode devient moins fiable car la mesure du contraste devient plus délicate.

Nous avons choisi une autre méthode pour déterminer les pertes de propagation de nos structures. Elle a été développée par D.Hofstetter *et al.* [69, 70] et elle repose sur l'analyse de la transformée de Fourier du spectre de transmission.

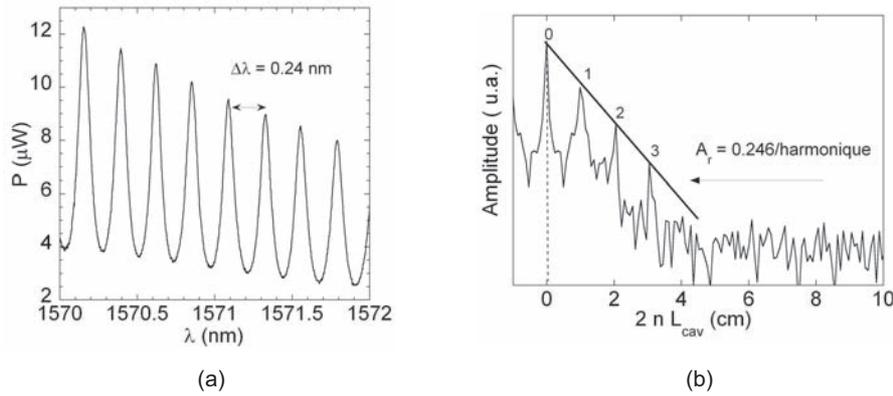


Fig. 5.27: (a) Spectre de transmission d'un guide d'onde ruban mesuré avec une résolution de  $\Delta\lambda_{res} = 0.02 \text{ nm}$ . La séparation entre les franges ( $\Delta\lambda = 0.24 \text{ nm}$ ) correspond à la longueur physique du guide d'onde ruban. (b) Transformée de Fourier du spectre de transmission d'un guide d'onde ruban. La ligne noire montre l'atténuation de l'amplitude des harmoniques qui vaut  $A_r = 0.246/\text{harmonique}$ .

[(a) Transmission spectrum of a ridge waveguide measured with high resolution ( $\Delta\lambda_{res} = 0.02 \text{ nm}$ ). The distance between the fringes ( $\Delta\lambda = 0.24$ ) corresponds to the physical length of the ridge waveguide. (b) Fourier transformation of a transmission spectrum of a ridge waveguide. The black line is the harmonic amplitude decay ( $A_r = 0.246/\text{harmonic}$ ).]

Pour cela, la transformée de Fourier  $\bar{I}(d)$  de l'équation d'Airy  $T(k)$  (équation 5.2) est calculée où  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  est la constante de propagation [69, 71]:

$$\bar{I}(d) = |1 - Re^{2i\phi}|^2 \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{R^{l+m} e^{2i\phi(l-m)}}{[\kappa L(l+m+1) + i(\pi d + nL(l-m))]} \quad (5.32)$$

où  $m, l \in \mathbb{N}$ ,  $\kappa$ , l'index de l'absorption,  $d = n \cdot L$ , le chemin optique de la cavité, et  $n$ , l'indice de réfraction de la cavité de taille  $L$ .

On peut montrer que cette fonction est une série de fonctions  $\delta$  qui se situent symétriquement autour de l'origine [70]. L'interprétation physique de ces harmoniques est la suivante: Le premier pic correspond à un chemin optique de la cavité et donne le poids de ce chemin dans le phénomène d'interférences multiples qui donne lieu à l'apparition des modes Fabry-Pérot. La lumière interfère constructivement à un mode résonant sur un aller-retour dans la cavité. Les autres harmoniques correspondent à des multiples du chemin optique de la cavité. Les amplitudes de ces harmoniques décroissent exponentiellement et le rapport entre deux harmoniques successives est donné par [69, 70]:

$$\begin{aligned} A_r &= R \cdot e^{-2\kappa Lk} \\ &= R \cdot e^{-\alpha L} \end{aligned} \quad (5.33)$$

où  $\alpha = \kappa \cdot k$  est le coefficient d'absorption (équation 5.32). L'équation 5.33 nous permet de calculer les pertes de propagation de la cavité Fabry-Pérot, ou dans notre cas, celles du guide d'onde ruban pour autant que l'on connaisse la réflectivité des facettes clivées.

La décroissance des amplitudes dépend du facteur de qualité ou des pertes de propagation de la cavité. La transformée de Fourier d'une cavité Fabry-Pérot avec un petit

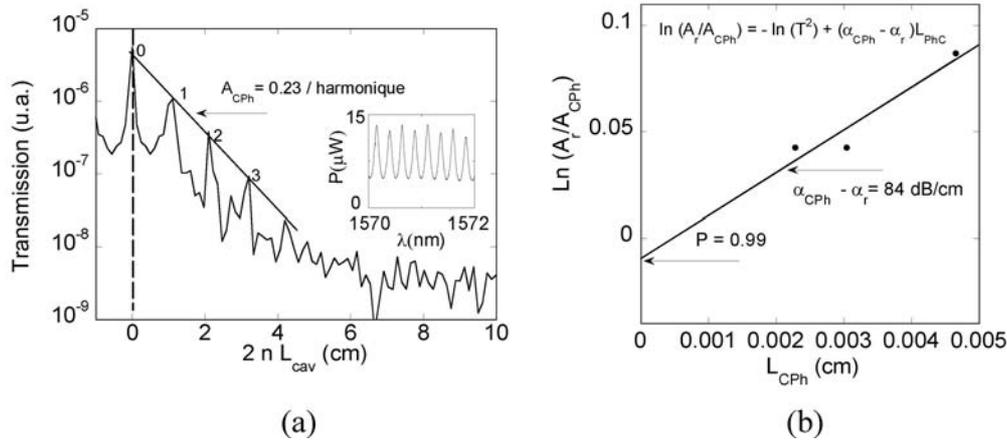


Fig. 5.28: (a) Transformée de Fourier d'un spectre de transmission d'un guide d'onde W3 ( $L_{CPh} = 120a$ ); ligne noire: l'atténuation de l'amplitude des harmoniques ( $A_r = 0.23/\text{harmonic}$ ); insert: franges Fabry-Pérot mesurées avec une résolution de  $\Delta\lambda = 0.01$  nm. (b) points: rapport  $\ln(A_r/A_{CPh})$  en fonction de  $L_{CPh}$ ; ligne solide: régression linéaire  
 [(a) Fourier transformation of the transmission spectrum of W3 photonic crystal waveguide ( $L_{CPh}$ ); black line: harmonic amplitudes decay ( $A_r = 0.246/\text{harmonic}$ ); inset: Fabry-Pérot fringes measured with a resolution of  $\Delta\lambda = 0.01$  nm. (b) points:  $\ln(A_r/A_{CPh})$  as a function of  $L_{CPh}$ ; solid ligne: linear fit]

facteur de qualité ou des grandes pertes de propagation, présente des harmoniques dont les amplitudes décroissent très rapidement. Remarquons que les variables de la transformée de Fourier sont ici le chemin optique  $d$  et la constante de propagation  $k = 2\pi/\lambda$ . Elles sont liées aux temps  $t$  et à la fréquence optique  $\omega$  par les équations  $k = \omega c$  et  $t = d/c$  avec la vitesse de la lumière  $c$  dans le vide.

La transformée de Fourier du spectre de transmission du guide d'onde ruban est montrée figure 5.27(b). Les trois premières harmoniques sont visibles à  $2nL_{cav} \approx 1, 2, 3$  cm.  $L_{cav}$  est un multiple de la taille  $L$  de la cavité. Avec un indice de réfraction de  $n_{eff} = 3.207$  on obtient une longueur physique de la cavité de  $L = 1.6$  mm. L'atténuation entre harmoniques est bien indépendante de l'ordre des harmoniques (les maximums s'alignent sur une ligne droite sur une échelle semi-logarithmique, ligne noire figure 5.27(b)). Elle vaut  $A_r = 0.246/\text{harmonic}$  ce qui correspond à un coefficient d'absorption de  $\alpha = 6.2$  dB/cm, si l'on admet  $R \approx 0.30$  pour les facettes clivées.

### 5.6.5 Détermination des pertes de propagation d'un guide d'onde W3

L'analyse développée dans le paragraphe précédent permet de déterminer les pertes de propagation des guides d'onde W3. Pour cela, nous avons mesuré la transmission des guides d'onde de longueurs différentes ( $L_{CPh} = 60a, 80a, 120a$ ) avec une haute résolution spectrale. La transmission a été mesurée entre  $u = 0.228$  et  $u = 0.2285$ , soit des guides d'onde de la période  $a = 360$  nm et une longueur d'onde de la source externe entre  $\lambda = 1570$  nm à  $\lambda = 1575$  nm avec une résolution de  $\Delta\lambda_{res} = 0.01$  nm (insert figure 5.28(a)).

La transformée de Fourier a été calculée pour chacun des spectres. Pour le système guide d'onde ruban-guide d'onde-guide d'onde ruban l'atténuation de l'amplitude des harmoniques  $A_{CP_h}$  s'écrit:

$$A_{CP_h} = P^2 \cdot R \cdot e^{-(\alpha_r L_{r1} + \alpha_r L_{r2} + \alpha_{CP_h} L_{CP_h})} \quad (5.34)$$

où  $L_{CP_h}$  est la longueur du guide d'onde à cristaux photoniques,  $\alpha_{CP_h}$  est le coefficient d'absorption du guide d'onde à cristaux photoniques,  $\alpha_r$  est le coefficient d'absorption du guide d'onde ruban et  $L_{r1}$  et  $L_{r2}$  sont les longueurs des guides rubans d'entrée et de sortie (figure 5.17(a)). Le facteur P prend en compte les pertes d'insertion,  $(1-P)$ , à la transition entre le guide d'onde ruban et le guide d'onde W3. R est la réflectivité des facettes clivées. Le logarithme du rapport  $A_r/A_{CP_h}$  (équation 5.33 et 5.34), s'écrit:

$$\ln\left(\frac{A_r}{A_{CP_h}}\right) = f(L_{CP_h}) = -\ln(P^2) + (\alpha_{CP_h} - \alpha_r)L_{CP_h} \quad (5.35)$$

C'est une fonction linéaire  $f(L_{CP_h})$  de la longueur du guide d'onde  $L_{CP_h}$ . La pente donne l'excès des pertes de propagation par rapport au guide d'onde de référence  $\alpha_{CP_h} - \alpha_r$ . La valeur à  $L_{CP_h} = 0$  permet de calculer le facteur P pour déterminer les pertes d'insertion. Remarquons que l'expression 5.35 ne dépend pas de la réflectivité R des facettes clivées.

La figure 5.28(a) montre la transformée de Fourier de la transmission d'un guide d'onde W3 de longueur 120a. Comme dans le cas du guide d'onde ruban, l'atténuation entre harmonique est bien indépendante de l'ordre des harmoniques et les maximums s'alignent sur une ligne droite sur une échelle semi-logarithmique (ligne noire figure 5.28(a)). Elle est déterminée pour les 3 longueurs différentes des guides d'onde W3, ensuite elle est calculée et représentée en fonction de  $L_{CP_h}$  (points figure 5.28(b)). Une régression linéaire (ligne noire figure 5.28(b)) sur les données  $\ln(A_r/A_{CP_h})$  est effectuée en fonction de  $L_{CP_h}$ . La pente de la régression linéaire donne le coefficient d'absorption de  $\alpha_{CP_h} \approx 90.2$  dB/cm, avec  $\alpha_r = 6.2$  dB/cm. La valeur de la régression linéaire à  $L_{CP_h} = 0$  donne les pertes d'insertion:  $1 - P = 1 - 0.99 = 0.01$ .

Ces valeurs sont proches des valeurs indiquées dans [72] pour des échantillons de qualité comparable. Jusqu'à maintenant, ces valeurs sont les plus basses qui ont été mesurées pour des guides d'ondes à cristaux photoniques sur substrat InP avec des guides planaires de faible contraste d'indice. A cause des courtes longueurs de guides d'onde présents, il est difficile de déterminer la valeur des pertes de propagation avec une grande précision.

Nous avons mesuré un deuxième échantillon avec des guides d'onde plus longs ( $L_{CP_h} = 80a, 120a, 240a, 320a, 640a$ , figure 5.29). La mini-bande interdite dans le spectre de transmission est à  $u = 0.253$  ce qui correspond à un facteur de remplissage de  $f = 0.22$ . A cause des fluctuations du facteur de remplissage pour des périodes différentes, la mini-bande interdite commence déjà vers  $u = 0.24$  pour les longueurs  $L_{CP_h} = 240a, 320a$  et  $640a$ . Comme les guides d'onde sont plus longs, la mini-bande interdite est encore plus prononcée (figure 5.29). Les pertes de propagation des guides d'onde ont été déterminées de la même façon que précédemment. On obtient pour les pertes de propagations  $\alpha_{CP_h} = 133.2$  dB/cm et pour les pertes d'insertion  $1 - P = 0.12$  (figure 5.30).

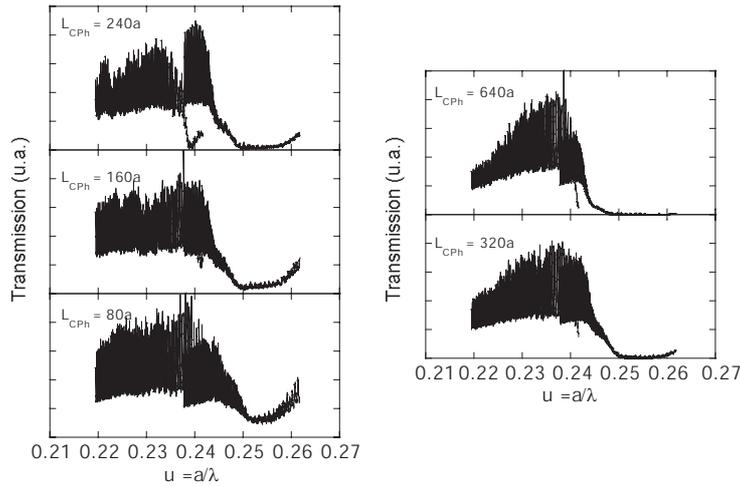


Fig. 5.29: Spectres de transmission (polarisation TE) en fonction de la fréquence réduite des guides d'onde à cristaux photoniques W3 de longueurs différentes ( $L_{CPh} = 80a - 640a$ ). Une mini-bande interdite est visible à  $u \approx 0.253$ .

[Transmission spectra (TE polarisation) of W3 photonic crystal waveguides of three different lengths ( $L_{CPh} = 80a - 640a$ ) as a function of the reduced energy. A mini-stop band is visible at  $u \approx 0.253$ .]

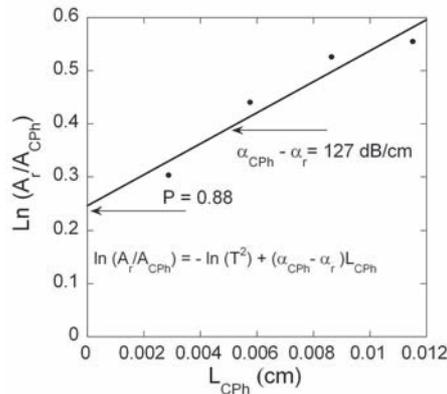


Fig. 5.30: Points:  $\ln(A_r/A_{CPh})$  en fonction de  $L_{CPh}$ ; ligne solide: régression linéaire  
[Points:  $\ln(A_r/A_{CPh})$  as a function of  $L_{CPh}$ ; solid line: linear fit]

### 5.6.6 Pertes en fonction de la fréquence réduite

Nous avons mesuré la transmission des guides d'onde avec une haute résolution ( $\Delta\lambda_{res} = 0.01$  nm) dans plusieurs intervalles spectraux (rectangles blancs sur la figure 5.31(a)) pour étudier l'évolution des pertes de propagation en fonction de la fréquence réduite ( $u = a/\lambda$ ). La transmission des guides d'onde a été mesurée pour les différentes longueurs de guides d'onde ( $L_{CPh} = 80a, 160a, 240a, 320a$ ) et pour les guides rubans de référence respectivement. Les pertes de propagation et la transmission de la transition guide d'onde ruban/guide d'onde de chaque intervalle spectral ont été évaluées de la même manière que dans le paragraphe précédent.

La figure 5.31(b) montre la transmission de la transition guide d'onde ruban/guide d'onde W3 en fonction de la fréquence réduite. Dans la région entre  $u = 0.22$  et  $u =$

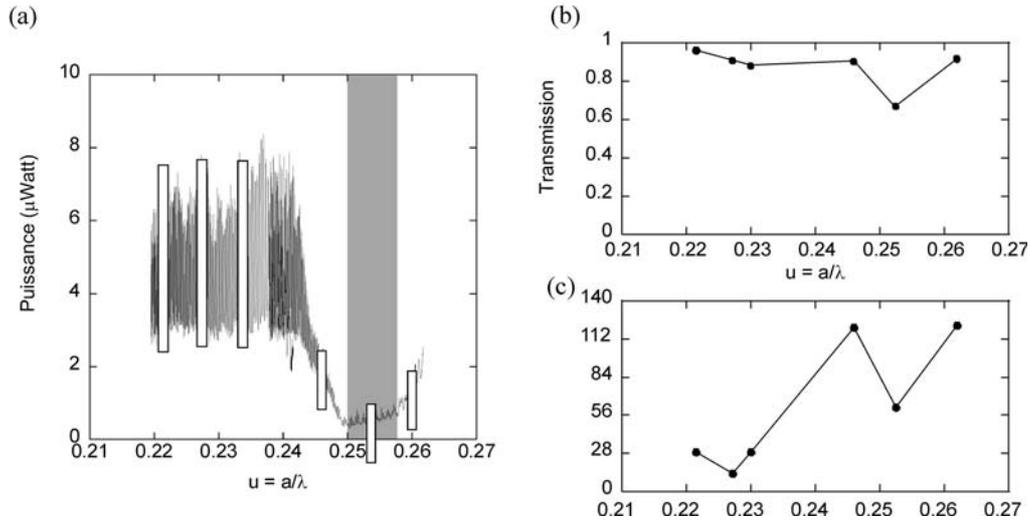


Fig. 5.31: (a) Spectre de transmission (polarisation TE) d'un guide d'onde W3 à cristaux photoniques de longueur  $L_{CP_h} = 160a$ ; les rectangles blancs correspondent aux intervalles spectraux où des spectres à haute résolution ont été mesurés. (b) Transmission de la transition guide d'onde ruban-guide d'onde à cristaux photoniques W3 en fonction de la fréquence réduite; (c) Pertes de propagation des guides d'onde à cristaux photoniques W3 en fonction de la fréquence réduite

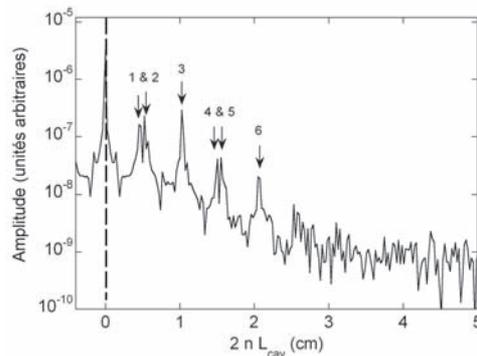
[(a) Transmission spectrum (TE polarisation) of a W3 photonic crystal waveguide of length  $L_{CP_h} = 160a$ : The white rectangles correspond to the spectral intervals where transmission spectra with high resolution were measured (b) Transmission ridge waveguide/W3 photonic crystal waveguide as function of the reduced energy (c) Propagation losses of the W3 photonic crystal waveguide as a function of the reduced energy]

0.246 la transmission diminue seulement d'environ  $\sim 5\%$ . Dans la mini-bande interdite ( $u \approx 0.25$ , marquée en gris sur la figure 5.31) elle diminue de  $24\%$  parce que la lumière est réfléchiée à l'entrée du guide d'onde. Après la mini-bande interdite, la transmission ré-augmente d'environ  $\sim 24\%$  parce que l'on s'éloigne de la mini-bande interdite.

Les pertes de propagation en fonction de la fréquence réduite sont montrées figure 5.31(c). Elles augmentent entre  $u = 0.22$  et  $u = 0.246$  d'un facteur d'environ  $\sim 100$ . On peut comprendre ce comportement si l'on considère la vitesse de groupe  $\vec{v}_g$  de l'onde Bloch qui est excitée en fonction de l'énergie. Dans un milieu périodique sans pertes cette vitesse est définie par  $v_g = \vec{\nabla}_k(\omega(k))$  [73]. Elle est donnée par le gradient de la courbe de dispersion au point qui représente cette onde. Par conséquent, l'onde se propage plus lentement (figure 5.24(a)) et partant, interagit plus longuement avec la corrugation des interfaces du guide d'onde. Elle est plus atténuée dans le guide d'onde et subit plus de pertes par unité de distance.

### 5.6.7 Transformée de Fourier des spectres de transmission du guide d'onde à cristaux photoniques W1

Nous avons mesuré également la transmission des guides d'onde W1 de longueurs différentes avec une haute résolution ( $\Delta\lambda_{res} = 0.01$  nm). Nous avons calculé la transformée de Fourier des spectres de transmission et un exemple est montré figure 5.32



*Fig. 5.32:* Transformée de Fourier d'un spectre de transmission d'un guide d'onde W1. Six harmoniques (marquées par des flèches) sont visibles. Les doubles pics correspondent aux cavités  $L_{r1}$  et  $L_{r2}$  et les pics simples correspondent à la cavité  $L_r$ .

*[Fourier transformation of the transmission of a W1 photonic crystal waveguide. Six harmonics are visible (indicated by arrows). The double peaks correspond to the cavities  $L_{r1}$  and  $L_{r2}$  and the simple peaks correspond to the cavity  $L_r$ .]*

( $L_{CP_h} = 120a$ ,  $a = 380$  nm). Il y a six harmoniques visibles (marquées par des flèches sur la figure 5.32). La troisième et la sixième harmonique correspondent à des allers-retours sur toute la longueur  $L_r$  de l'échantillon (figure 5.17(c)). La première, la deuxième, la quatrième et la cinquième harmonique sont des pics situés très proches les un des autres. La position de ces doubles pics indique qu'ils sont engendrés par la cavité composée par la facette clivée - guide d'onde ( $L_{r1}$  et  $L_{r2}$ , figure 5.17(c)), à cause de la réflexion de la lumière à la transition guide d'onde ruban/guide d'onde. La lumière interfère alors dans les deux cavités  $L_{r1}$  et  $L_{r2}$ . Le spectre de transmission est une superposition de toutes les interférences possibles de la lumière dans ces deux cavités. La position des harmoniques dans le spectre de la transformée de Fourier est maintenant  $d_{har} = l \cdot n_{eff} L_{r1} + m \cdot n_{eff} L_{r2}$ , avec  $m, l \in \mathbb{N}$ . Pour identifier aisément les harmoniques, il est préférable que  $L_{r1}$  et  $L_{r2}$  soient différents et que leur rapport soit une fraction rationnelle  $p/q$  simple.

Dans une première approche, on pourrait supposer que les cavités  $L_{r1}$ ,  $L_{r2}$  et  $L_r$  sont indépendantes, c'est-à-dire les amplitudes des harmoniques respectives s'aligneraient suivant une ligne droite sur une échelle semi-logarithmique, ce qui permettrait d'extraire des pertes des cavités séparées. Des simulations de la transmission des cavités et le calcul de leurs transformées de Fourier n'ont pas confirmé cette hypothèse. De manière générale, le couplage entre les deux cavités ne peut pas être négligé et il n'a pas été possible de trouver une expression analytique généralisant la méthode décrite dans le paragraphe 5.6.5

Pour cette raison, seulement une première estimation est possible: Les amplitudes des harmoniques des cavités  $L_{r1}$  et  $L_{r2}$  sont comparables aux amplitudes de la cavité  $L_r$ . Ceci indique que la réflectivité du guide d'onde à cristaux photoniques est comparable à la réflectivité de la facette clivée, soit au mieux  $\sim 30\%$  pour la réflectivité et au mieux  $\sim 70\%$  pour la transmission du guide d'onde W1. Néanmoins, la présence de doubles pics montre la bonne qualité de l'échantillon.

Une manière d'éliminer ce problème consiste à déposer des couches anti-reflet sur les facettes de l'échantillon.

## 5.7 Conclusion

Nous avons mesuré les propriétés de transmission des guides d'onde à cristaux photoniques de type W1 et W3 avec l'expérience de type endfire. Les spectres de transmission des guides d'onde W3 ont montré une mini-bande interdite qui devient plus prononcée lorsque la longueur du guide d'onde augmente, ce qui démontre la bonne qualité des échantillons. Pour extraire les valeurs des pertes de propagation et des pertes d'insertion du guide d'onde ruban-guide d'onde, un calcul reposant sur l'analyse de la transformée de Fourier des spectres de transmission a été utilisé. De cette façon, nous avons trouvé des pertes de propagation entre 90.2 dB/cm et 133.2 dB/cm et des pertes d'insertion entre 0.12 et 0.01.

Des mesures de pertes de propagation et de la transmission de la transition guide d'onde ruban-guide d'onde des guide d'onde W3 en fonction de la fréquence réduite ont également été effectuées. Les valeurs des pertes de propagation sont constantes en dehors de la mini-bande interdite. Elles augmentent à cause du ralentissement de l'onde lorsque l'on s'approche de la mini-bande interdite.

Dans le cas des guides d'onde W1, la transformée de Fourier des spectres de transmission montre des doubles pics liés à la présence de cavités intermédiaires de l'échantillon. L'analyse utilisée pour déterminer les pertes dans le cas du guide d'onde W3 ne peut plus être appliquée entièrement. Dans une première approximation, la transmission du guide d'onde W1 est estimée à  $T \approx 70\%$  et la réflexion est estimée à  $R \approx 30\%$ .

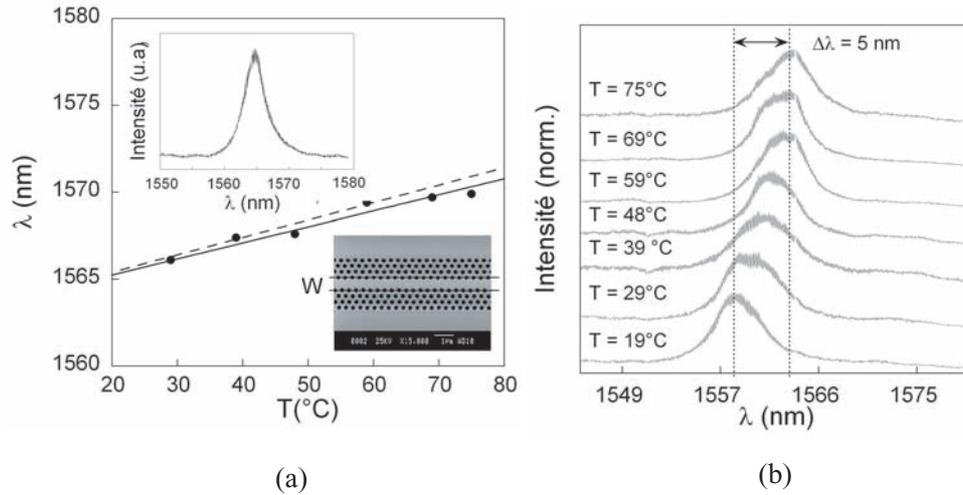
# Chapitre 6

## Accordabilité des propriétés optiques des cristaux photoniques

L'optique intégrée est une application possible des cristaux photoniques. Si l'on veut utiliser les cristaux photoniques comme des composants de l'optique intégrée leurs propriétés optiques doivent remplir certaines conditions précises. Par exemple, dans le domaine de la télécommunication, des filtres démultiplexeurs de longueur d'onde doivent avoir une séparation entre canaux de 0.8 nm ou 0.4 nm selon le type de réseau utilisé pour des communications à longue ou à courte distance [74]. De plus, les dispositifs doivent être stables et précis d'au moins un quart de la séparation entre canaux soit avec une fluctuation en longueur d'onde de  $\delta\lambda = 0.2 - 0.1$  nm. Pour atteindre ces propriétés optiques avec des dispositifs à cristaux photoniques, la fabrication des cristaux photoniques demande une certaine précision et reproductibilité que l'on ne peut pas atteindre avec les techniques de fabrication actuelles. Il est donc nécessaire de pouvoir ajuster précisément après coup les propriétés optiques des cristaux photoniques.

De manière générale, pour modifier la réponse optique des cristaux photoniques, il faut modifier les chemins optiques définissant les cristaux photoniques. On peut par exemple changer les paramètres géométriques qui définissent le réseau des cristaux photoniques comme la période  $a$  du réseau. Cela est possible en appliquant une pression mécanique sur le cristal photonique [16]. Une autre possibilité est la modification de l'indice de réfraction, soit de la composante de haute indice de réfraction (c'est-à-dire, dans notre cas, celui du semiconducteur), soit de la composante de bas indice de réfraction (c'est à dire dans notre cas celui des trous) du cristal photonique. L'indice de réfraction de la composante de haute indice de réfraction peut être changé en appliquant un champ électrique ou magnétique externe [14, 15]. L'indice de réfraction de la composante de bas indice de réfraction peut être changé en remplaçant celui-ci par un matériau (par exemple des cristaux liquides) dont l'indice de réfraction peut être changé avec la température ou avec un champ électrique/magnétique externe [75–77].

Dans ce chapitre, nous allons d'abord étudier l'accordabilité des propriétés optiques des cristaux photoniques par la température. Nous allons étudier les propriétés optiques des cristaux photoniques dont les trous sont remplis par des cristaux liquides et l'influence de la température sur leurs propriétés optiques.



*Fig. 6.1:* Cristal photonique sur substrat InP: (a) Cercles: Position du pic de résonance de la cavité Fabry-Pérot en fonction de la température; ligne noire: régression linéaire, ligne pointillée: courbe calculée théoriquement; inserts: image MEB de la cavité étudiée et le spectre de photoluminescence du pic de résonance (b) Transmission de la cavité Fabry Pérot aux différentes températures.

*[InP based photonic crystal: (a) Circles: position of the resonance peak of the Fabry-Pérot cavity as a function of the temperature; solid line: linear fit; dashed line: calculated curve; insets: SEM micrograph of the studied Fabry-Pérot cavity and the photoluminescence spectrum of the Fabry-Pérot mode (b) Transmission spectra of the Fabry-Pérot cavity at different temperatures]*

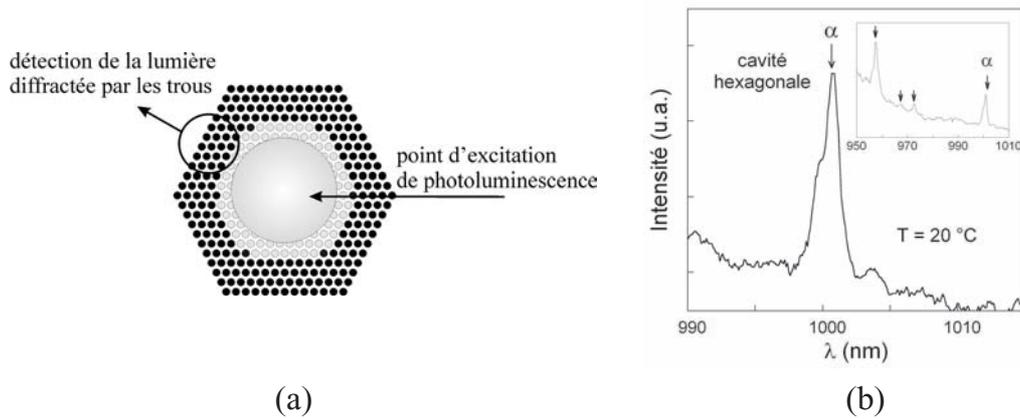
## 6.1 Effet de la température

Dans ce paragraphe, nous allons étudier la réponse optique des cavités à cristaux photonique en fonction de la température. Nous avons analysé deux types de cavité: une cavité Fabry-Pérot gravée dans un échantillon sur substrat InP et une cavité hexagonale gravée dans un échantillon sur substrat GaAs.

La cavité Fabry-Pérot est la cavité de l'échantillon IWK5 que nous avons étudié dans le paragraphe 5.3.2. Elle se compose de deux miroirs à cristaux photoniques (4 rangées, direction  $\Gamma M$ ). La distance entre les deux miroirs est  $W/a = 1.7$  (image MEB figure 6.1(a)).

La cavité de l'échantillon sur substrat GaAs se compose d'un hexagone avec 14 trous manquants dans la diagonale. L'hexagone est entouré de miroirs à cristaux photoniques de 12 rangées dans la direction  $\Gamma M$  (image MEB figure 6.3(b)). Le facteur de remplissage des trous est  $f = 0.30$  et la période est  $a = 220$  nm.

Les échantillons ont été caractérisés par la méthode de la source interne. Dans le cas de la cavité Fabry-Pérot la méthode de mesure est identique à celle du chapitre 4.1. Dans le cas de la cavité hexagonale la méthode de la source interne à été un peu modifiée. La photoluminescence des boîtes quantiques a été excitée en focalisant le laser d'excitation au centre de la cavité (figure 6.2(a)) et les modes de la cavité sont excités à l'intérieur de la cavité. Comme la lumière n'est pas guidée dans les trous, une partie est diffractée hors plan du guide d'onde. Cette lumière diffractée contient des informations spectrales des modes excités dans la cavité et peut être utilisée pour



*Fig. 6.2:* Cristal photonique sur substrat GaAs: (a) Principe de mesure de la cavité hexagonale par la méthode de la source interne (b) Spectre de la photoluminescence du mode de la cavité étudiée à  $T = 24\text{ °C}$ . Plusieurs pics de résonance des modes optiques excités dans la cavité hexagonale sont marqués par des flèches dans l'insert.

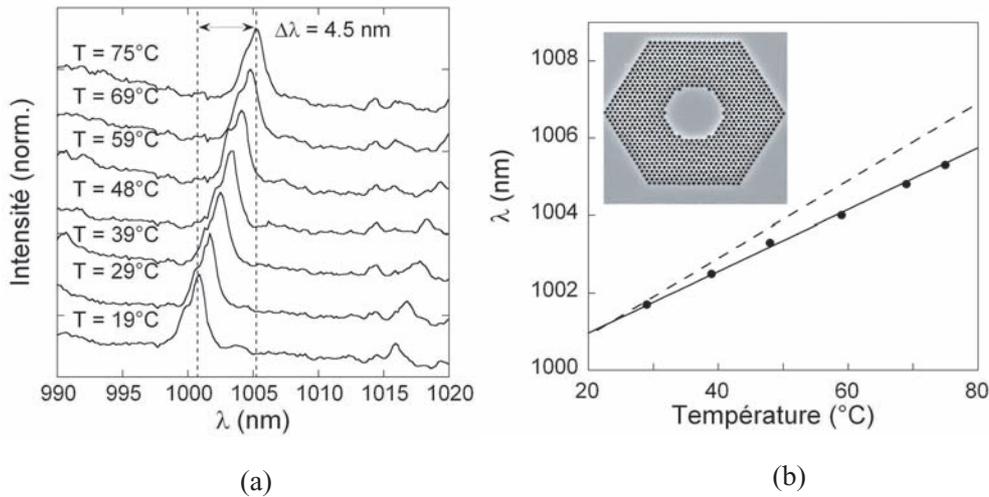
*[GaAs based photonic crystal: (a) Experimental configuration for measurements of hexagonal cavities by the internal light source technique (b) Photoluminescence spectrum of the cavity mode at  $T = 24\text{ °C}$ . Numerous resonance peaks corresponding to different optical modes excited in the hexagonal cavity are marked by arrows in the inset.]*

mesurer leurs énergies propres [54,78]. Pour cela la lumière diffractée est collectée dans une fibre optique multimode qui est reliée au spectromètre. La résolution spatiale de la fibre multimode est d'environ  $4\text{ }\mu\text{m}$ . Pour toutes les mesures, le réseau à 900 traits/mm du spectromètre a été choisi.

L'échantillon a été collé avec de la laque d'argent sur un élément Peltier pour les mesures en température. L'élément Peltier permet de chauffer l'échantillon dans une plage de température de  $\Delta T = 60\text{ °C}$ .

L'insert de la figure 6.1(a) montre la transmission en polarisation TE de la cavité Fabry-Pérot. Le pic de résonance se situe à  $\lambda_{FP} = 1564.0\text{ nm}$  à  $T = 24\text{ °C}$ . Le facteur de qualité est  $Q = 310$  (paragraphe 5.3.2). Nous avons ensuite mesuré la position du pic de résonance en fonction de la température. Dans une plage de température de  $\Delta T = 56\text{ °C}$  le pic s'est déplacé de  $\Delta\lambda = + 5\text{ nm}$  (cercles sur la figure 6.1(a) et figure 6.1(b)). La position du pic de résonance montre une dépendance linéaire en fonction de la température. Une régression linéaire donne une pente de  $d\lambda/dT = + 9 \times 10^{-2}\text{ nm/°C}$  (ligne noire sur la figure 6.1(a)).

Le spectre de photoluminescence de la cavité hexagonale à la température  $T = 24\text{ °C}$  est montré figure 6.2(b). Plusieurs pics de résonance sont visibles dans le spectre. Ces pics correspondent aux pics de résonance excités dans la cavité hexagonale (insert 6.2(b)). Plus de détails sur l'analyse spectrale des cavités hexagonales peuvent être trouvés dans [54, 78]. Pour nos mesures en température, nous avons choisi le pic de résonance à  $\lambda_{FP} = 1000.8\text{ nm}$  qui présente un facteur de qualité de  $Q \approx 900$  et qui est indiqué par la lettre  $\alpha$  sur la figure 6.2(b). Dans une plage de température de  $\Delta T = 56\text{ °C}$ , la position de ce pic de résonance se déplace de  $\Delta\lambda = + 4.5\text{ nm}$  (cercles sur la figure 6.3(a) et figure 6.3(b)). Comme dans le cas de la cavité Fabry-Pérot la position du pic de résonance dépend linéairement de la température. La régression linéaire donne une



*Fig. 6.3:* Cristal photonique sur substrat GaAs: (a) Pics de résonance d'un mode optique excité dans la cavité hexagonale aux températures différentes (b) cercles: position du pic de résonance de la cavité hexagonale en fonction de la température; ligne noire: régression linéaire; ligne pointillée: courbe théorique; insert: image MEB de la cavité

[GaAs based photonic crystal: (a) Resonance peaks of a excited optical mode of the hexagonal cavity at different temperatures (b) circles: position of the resonance peak of the hexagonal cavity modes as a function of the temperature; solid line: linear fit; dashed line: calculated curve; inset: SEM micrograph of the hexagonal cavity]

pente de  $d\lambda/dT = + 8 \times 10^{-2} \text{ nm}/^\circ\text{C}$  (ligne noire figure 6.3(b)).

Pour déterminer théoriquement la position des pics de résonance en fonction de la température nous avons calculé les indices de réfraction effectifs des deux hétérostructures en fonction de la température avec une méthode de matrice de transfert [79]. La variation de l'indice de réfraction avec la température  $dn/dT$  de chaque couche à été prise en compte. Nous avons utilisé les valeurs de  $dn/dT$  données par [80, 81] (échantillon sur substrat InP) et par [82] (échantillon sur substrat GaAs). De cette façon un gradient de  $dn_{eff}/dT = + 2 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$  pour l'échantillon InP et un gradient de  $dn_{eff}/dT = + 3.5 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$  pour l'échantillon GaAs ont été obtenus. Enfin les valeurs  $n_{eff}(T)$  ont été utilisées comme paramètres dans une méthode d'ondes planes [39] pour calculer la position des pics de résonance des deux cavités en fonction de la température. Nous avons trouvé ainsi un gradient de  $d\lambda/dT = + 10 \times 10^{-2} \text{ nm}/^\circ\text{C}$  pour l'échantillon sur substrat InP et un gradient de  $d\lambda/dT = + 9 \times 10^{-2} \text{ nm}/^\circ\text{C}$  pour l'échantillon sur substrat GaAs (courbes pointillées figure 6.1(a) et 6.3(b)) ce qui concorde avec les courbes expérimentales. Il faut noter que seulement la pente des courbes théoriques est importante, les valeurs absolues des positions des pics sont influencées par la précision des calculs d'onde plane et des imperfections dues à la fabrication. La différence entre la courbe théorique et la courbe expérimentale est probablement due à un contact thermique imparfait. Ces mesures démontrent la possibilité d'accorder la réponse optique des cavités à cristaux photoniques par la température.

Alternativement, ces mesures mettent en évidence la difficulté de garder les propriétés optiques des dispositifs d'un circuit d'optique intégrée stables avec la

température. Les propriétés optiques des dispositifs peuvent être stabilisées en température de deux manières: La première consiste à conserver la température du dispositif, par exemple, avec un élément Peltier. Pour les applications mentionnées plus haut, la stabilité en température devrait être de l'ordre de  $1^{\circ}\text{C}$ . La deuxième option consiste à créer des structures qui sont intrinsèquement stables en température. On peut par exemple remplir les trous du cristal photonique avec un matériau dont l'indice de réfraction décroît négativement avec la température. Pour les deux structures étudiées il faudrait remplir les trous avec un matériau qui a un gradient de  $dn_{eff}/dT = -3.1 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$  pour l'échantillon sur substrat InP et un gradient de  $dn_{eff}/dT = -7 \times 10^{-3}/^{\circ}\text{C}$  pour l'échantillon sur substrat GaAs. Il existe, par exemple, des polymères qui présentent de telles dépendances avec la température [83].

## 6.2 Infiltration des cristaux photoniques avec des cristaux liquides

Dans le paragraphe précédent, nous avons accordé la réponse optique des cavités à cristaux photoniques avec la température. Une autre possibilité consiste à remplacer la composante de bas d'indice du cristal photonique (initialement l'air). Pour cela, les cristaux liquides sont un matériau de choix. L'indice de réfraction des cristaux liquides peut être modifié d'une manière réversible par la température [76,84-86], par un champ électrique externe [75,77] ou par illumination [87,88].

### 6.2.1 Rappel sur des cristaux liquides

#### Phases dans un cristal liquide

Un matériau existe normalement en 3 phases: la phase solide, la phase liquide et la phase gazeuse. Pour certaines matériaux organiques il existe des phases intermédiaires entre la phase solide et la phase liquide. On appelle ces phases des "mésophases". Les cristaux liquides présentent de telles mésophases.

Dans un liquide ou un gaz, les molécules ou atomes sont complètement désordonnés; on parle d'un système isotrope. La symétrie est telle que le système est invariant sous toutes les translations et rotations. Dans un cristal périodique tridimensionnel les molécules ou les atomes prennent des positions bien ordonnées. Le réseau formé par les molécules ou les atomes est invariant pour quelques translations ou rotations bien définies dans l'espace. Les mésophases sont des phases intermédiaires entre la phase cristalline et la phase liquide isotrope (figure 6.4). Les molécules sont moins ordonnées que dans la phase cristal tridimensionnel mais plus ordonnées que dans la phase liquide ou gazeuse.

#### Cristaux liquides thermotropes et lyotropes

Les cristaux liquides peuvent être classifiés en deux classes: Les cristaux liquides thermotropes et les cristaux liquides lyotropes.

Les cristaux liquides thermotropes sont des molécules de faible masse moléculaire (200-500 g/mol) et de quelques nanomètres de longueur. Une molécule typique d'un

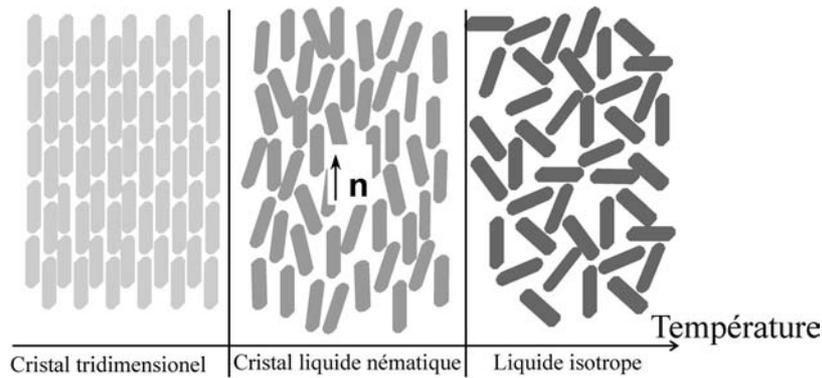


Fig. 6.4: La phase cristalline, nématique et liquide d'un cristal liquide nématique  
 [The crystal, nematic, and liquide phase of a nematic liquid crystal]

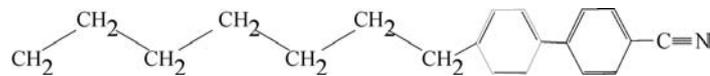


Fig. 6.5: Exemple d'une molécule typique d'un cristal liquide thermotrope (7CB)  
 [Example of a typical molecule of a thermotrope liquid crystal (7CB)]

cristal liquide thermotrope (dénommée 7CB) est illustrée figure 6.5. Ces molécules sont représentées régulièrement par une ellipse (figure 6.4). Pour des cristaux liquides thermotropes l'état de phase est déterminé par la température: Si la température du cristal liquide augmente le cristal liquide passe de la phase cristalline à une ou plusieurs mésophases pour passer ensuite à la phase fluide (figure 6.4).

Les cristaux liquides lyotropes sont des solutions aqueuses de molécules comme par exemple des solutions d'ADN ou du virus de la mosaïque du tabac. Ici la concentration du matériau mésogène dans la solution détermine l'état de la phase. A partir d'une certaine concentration des molécules des mésophases apparaissent.

Dans ce travail, nous avons uniquement utilisé des cristaux liquides thermotropes et les propriétés décrites par la suite se réfèrent à ce type de cristal liquide.

### La phase nématique

Il existe plusieurs types de mésophases. La mésophase la plus simple est la phase nématique (figure 6.4). Dans cette phase, toutes les molécules tendent à s'aligner parallèlement les unes aux autres. L'ordre des molécules est orientationnel, même à longue distance. Les positions des molécules sont réparties au hasard comme dans un liquide ordinaire et la phase nématique est fluide. La symétrie de la phase nématique est cylindrique et la phase nématique se comporte comme un milieu optique uniaxe. On appelle directeur, le vecteur  $\vec{n}$  parallèle à cet axe optique. Il est alors parallèle à la direction moyenne d'alignement des molécules (figure 6.4).

En plus de la phase nématique, il existe plusieurs autres phases dépendant de la structure chimique des molécules du cristal liquide. Ces phases sont définies par leur propre ordre et symétrie. Ils existent à des températures inférieures à celles de la phase nématique. Un exemple d'autres phases est montré figure 6.6. Dans la phase smectique A les molécules s'arrangent dans des couches fluides qui peuvent glisser visqueusement

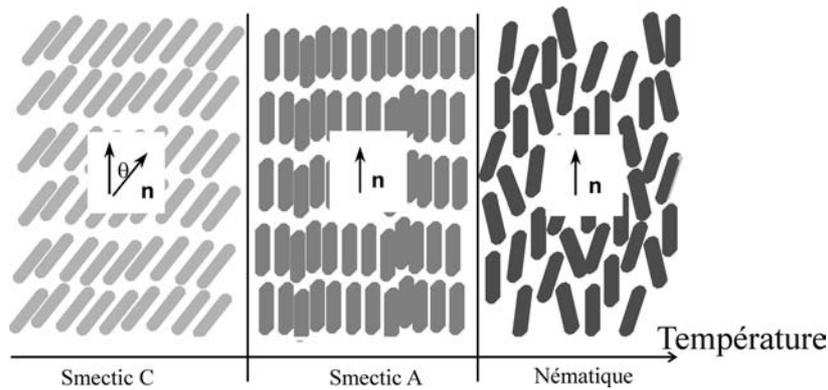


Fig. 6.6: Phase smectic C, smectic A et nématique d'un cristal liquide smectique [Smectic C, smectic A, and nematic phase of a smectic liquid crystal]

les unes sur les autres. Les molécules sont en moyenne normale aux couches. La phase se comporte comme un milieu optique uniaxe avec l'axe optique perpendiculaire aux couches. Dans la phase smectique C, les molécules sont inclinées par rapport à la normale aux couches. Comme dans la phase smectique A, les couches fluides glissent visqueusement les unes sur les autres. Cette phase se comporte comme un milieu optique biaxe.

Plus de détails sur les caractéristiques et l'existence des différentes phases peuvent être trouvés, par exemple, dans [89, 90]. Les cristaux liquides utilisés dans ce travail sont des cristaux liquides nématiques.

### Les propriétés optiques des cristaux liquides

Expérimentalement, un rayon de lumière dépolarisée est divisé en deux rayons lumineux lorsqu'il traverse un cristal liquide. Le premier rayon est le rayon ordinaire. Il se propage avec la vitesse  $v_o$  et il est polarisé perpendiculairement à l'axe optique. L'indice de réfraction correspondant est  $n_o = \sqrt{\epsilon_o}$ . Le deuxième rayon est le rayon extraordinaire. Il se propage avec une vitesse  $v_e$  et il est polarisé dans le plan formé par le vecteur  $\vec{k}$  et l'axe optique. L'indice de réfraction correspondant varie entre  $n_e = \sqrt{\epsilon_e}$  et  $n_o$  selon l'angle  $\theta$  qui est l'angle entre la direction de propagation de la lumière et l'axe optique (figure 6.7). Ce phénomène est connu sous le nom de la biréfringence [57]. Pour décrire la biréfringence dans les cristaux liquides, il faut considérer le champ électrique  $\vec{E}$  et l'induction électrique  $\vec{D}$ . Les deux vecteurs sont liés par l'équation suivante:

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_{vide} \vec{E} \quad (6.1)$$

où  $\epsilon_{vide}$  est la constante diélectrique dans le vide et  $\epsilon$  est le tenseur diélectrique. C'est un tenseur du premier ordre (un scalaire) dans un milieu diélectrique isotrope et un tenseur du deuxième ordre (c'est-à-dire de la forme d'une matrice  $3 \times 3$ ) dans un milieu anisotrope [57]. Les cristaux liquides dans la phase nématique sont anisotropes. Si l'axe optique (parallèle au directeur) du cristal liquide est orienté dans le plan xy et le vecteur  $\vec{k}$  de l'onde incidente est parallèle à l'axe y (figure 6.7), le tenseur diélectrique

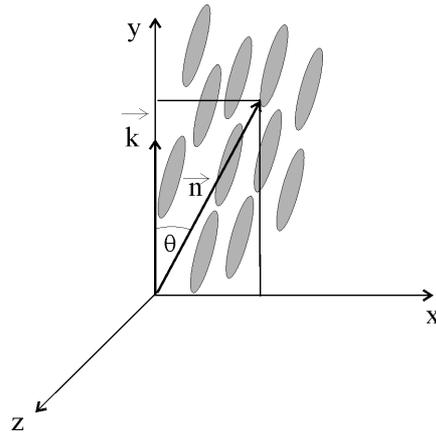


Fig. 6.7: Orientation des molécules d'un cristal liquide dans une base telle que le directeur  $\vec{n}$  des cristaux liquides est orienté dans le plan  $(x,y)$  et le vecteur de propagation  $\vec{k}$  est parallèle à l'axe  $y$ .

[Orientation of molecules of a liquid crystal in a chosen reference system. The director  $\vec{n}$  lies in the  $(x,y)$  plane and the propagation vector  $\vec{k}$  is parallel to  $y$  axis.]

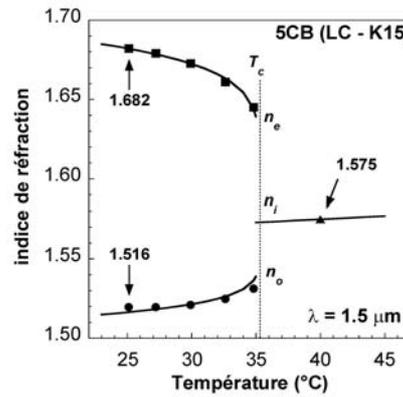


Fig. 6.8: Indice de réfraction ordinaire ( $n_o$ ) et extraordinaire ( $n_e$ ) du cristal liquide 5CB en fonction de la température à la longueur d'onde  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . A la température  $T_c$  le cristal liquide passe de la phase nématique à la phase isotrope. L'indice de réfraction ( $n_i$ ) de la phase isotrope augmente légèrement linéairement avec la température.

[Ordinary ( $n_o$ ) and extraordinary ( $n_e$ ) index of refraction as a function of the temperature at  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  of the liquid crystal 5CB. At  $T_c$  the liquid crystal changes from the isotropic to the nematic phase. The index of refraction of the isotropic phase ( $n_i$ ) increases linearly with temperature.]

s'écrit sous la forme [89,91]:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_o & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_o + \Delta\epsilon \sin^2 \theta & \Delta\epsilon \sin \theta \cos \theta \\ 0 & \Delta\epsilon \sin \theta \cos \theta & \epsilon_o + \Delta\epsilon \cos^2 \theta \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

où  $\theta$  est l'angle du directeur avec l'axe  $y$  (figure 6.7) et  $\Delta\epsilon = \epsilon_e - \epsilon_o$ . La biréfringence des cristaux liquides dépend de la température. Si l'on augmente la température dans la phase nématique, la valeur de l'indice de réfraction ordinaire augmente, par contre, la valeur de l'indice de réfraction extraordinaire diminue. Les deux valeurs se rapprochent

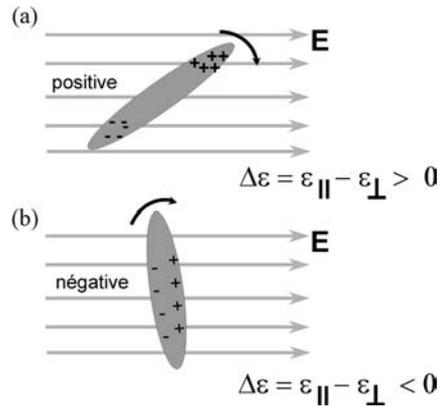


Fig. 6.9: Schéma de l'anisotropie positive (a) et négative (b) d'un cristal liquide dans un champ électrique

[Sketch of the positive (a) and negative (b) anisotropy of a liquid crystal in an electric field]

jusqu'à la température de transition nématique - isotrope  $T_c$  (point clair). A cette température, le cristal liquide entre dans la phase isotrope et se comporte comme un liquide normal (figures 6.4 et 6.8). La biréfringence disparaît. Cet effet est réversible sans effet de hystérésis.

### Propriétés électroniques des cristaux liquides

Les molécules des cristaux liquides thermotropes possèdent des dipôles permanents. Pour cette raison, il est possible de contrôler la direction du directeur des molécules avec un champ électrique externe. Le contrôle de l'orientation du directeur des molécules permet de contrôler l'indice de réfraction du cristal liquide. Ce phénomène est utilisé dans les écrans plats [89, 92]. On parle de biréfringence induite.

Si les molécules portent un dipôle longitudinal, la polarisation induite par le champ électrique dans la direction du directeur est forte. Les molécules tendent à s'aligner dans la direction du champ électrique. On parle d'anisotropie positive ( $\Delta\epsilon > 0$ , figure 6.9(a)). Si le dipôle est transverse, la polarisation induite par le champ électrique perpendiculaire dans la direction du directeur est forte. Les molécules tendent à s'aligner perpendiculairement au champ électrique appliqué et l'anisotropie est dite négative ( $\Delta\epsilon < 0$ , figure 6.9(b)).

### 6.2.2 Technique de l'infiltration

L'infiltration des cristaux photoniques avec des cristaux liquides présente plusieurs difficultés provenant, tout d'abord, du faible diamètre des trous qui varie entre 100 nm et 400 nm. De plus, les trous sont borgnes, c'est à dire qu'ils ne sont pas ouverts des deux côtés comme dans le cas des trous de cristaux photoniques gravés dans une membrane [93]. Les effets de mouillage et de capillarité sont des paramètres critiques dans le processus d'infiltration. Il a été jugé préférable de travailler sous vide afin d'éliminer préalablement l'air présent dans les trous [76, 84, 94]. Pour cet effet un appareil d'infiltration a été conçu dans l'Institut des Matériaux à l'EPFL par J.Martz. Le schéma de ce dispositif est montré figure 6.10. Il consiste en une chambre

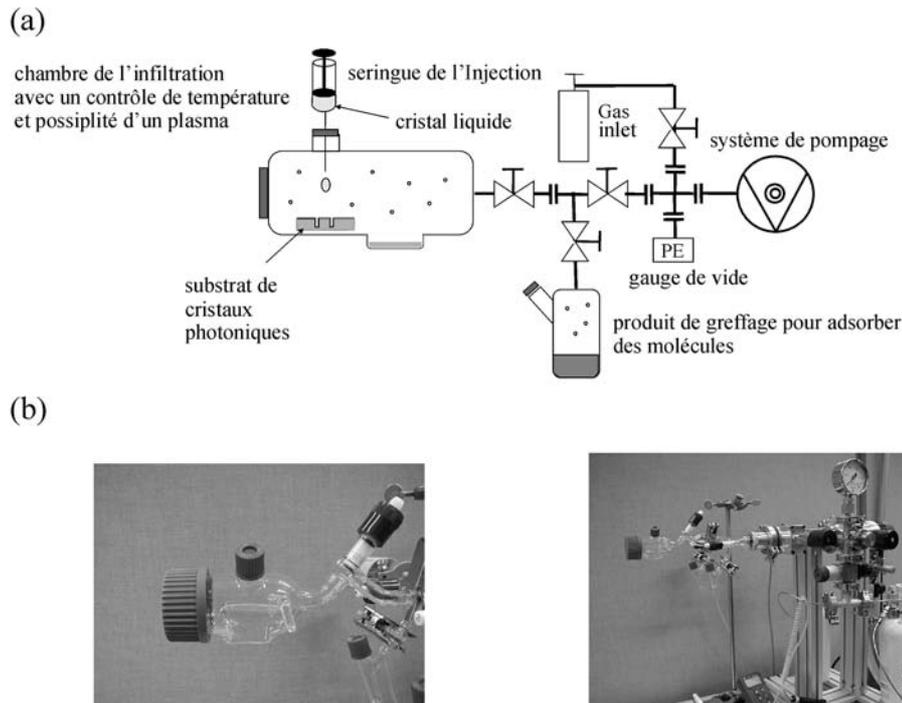


Fig. 6.10: (a) Schéma de l'appareil pour l'infiltration des cristaux photoniques avec des cristaux liquides. (b) Photos de l'appareil pour l'infiltration des cristaux photoniques  
 [(a) Sketch of the system for photonic crystal infiltration experiments with liquid crystals (b) Photographs of the system for photonic crystal infiltration experiments with liquid crystals]

d'infiltration dans laquelle on peut atteindre un vide jusqu'à  $10^{-6}$  mbar. Dans la chambre d'infiltration, l'échantillon peut soit être immergé dans les cristaux liquides, soit une goutte de cristaux liquides peut être déposée à l'aide d'une seringue sur celui-ci. Un système de plasma à basse puissance permet de nettoyer la surface de l'échantillon dans la chambre d'infiltration avant l'infiltration des cristaux liquides. Il est également possible d'adsorber sur la surface des molécules de greffage sous forme gazeuse dans la chambre d'infiltration [94]. La température de la chambre peut être contrôlée. Le processus d'infiltration peut être divisé en trois étapes:

1. *évacuation de la chambre d'infiltration*: La chambre d'infiltration est pompée et chauffée pour éliminer l'air présent dans les trous, pour nettoyer la surface des adsorbants chimiques tels que l'eau et également pour dégazer les cristaux liquides.
2. *contact entre les cristaux liquides et les cristaux photoniques*: Une fois un vide de  $10^{-6}$  mbar atteint, les cristaux photoniques sont remplis par des cristaux liquides.
3. *infiltration des cristaux liquides*: A la fin, la chambre d'infiltration est remise à la pression ambiante. Cette étape est très importante. La surpression appliquée à la surface des cristaux liquides déclenche ou achève le processus d'infiltration. Pendant tout le processus d'infiltration la chambre est chauffée à  $T = 110^{\circ}\text{C} \gg T_c$ . A cette température, la viscosité des cristaux liquides est fortement diminuée. De plus, la contamination de la surface des trous par l'humidité est évitée.

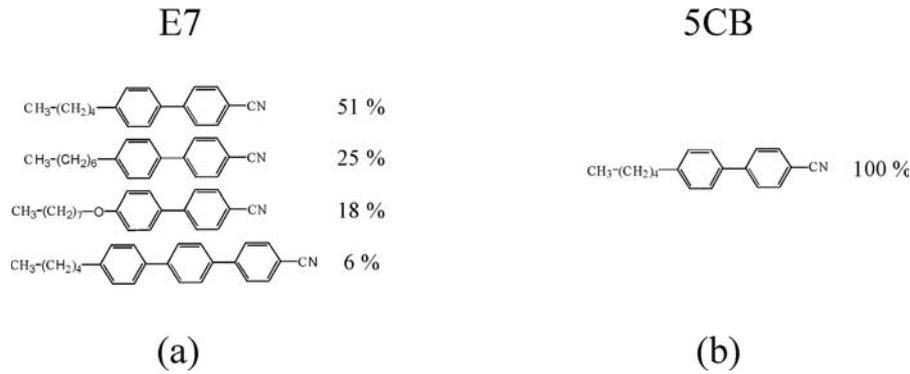


Fig. 6.11: Composition des cristaux liquides E7 (a) et 5CB (b)  
 [Composition of liquid crystal E7 (a) and 5CB (b)]

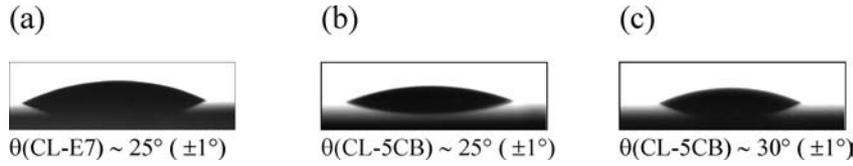
### 6.2.3 Choix du cristal liquide

Le choix du cristal liquide pour l'infiltration a été effectué en faisant les considérations suivantes:

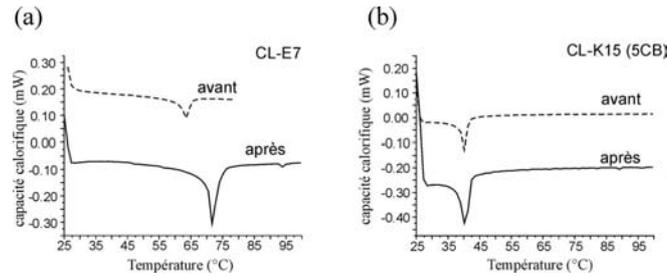
- Comme le cristal liquide est chauffé au dessus de  $T_c$  pendant le processus d'infiltration, la composition du cristal liquide doit être stable à cette température. Comme la plupart des cristaux liquides thermotropes sont des mélanges eutectiques [89], il faut s'assurer que certains composants du mélange ne se volatilisent pas pendant le processus d'infiltration ce qui modifierait la composition des cristaux liquides infiltrés et leurs propriétés optiques.
- Il est nécessaire que l'angle de contact du cristal liquide sur la surface de l'échantillon soit le plus faible possible et en tout cas nettement inférieur à  $90^\circ$ , pour que les cristaux liquides puissent entrer dans les trous par capillarité [94,95].
- Il est préférable que la phase nématique existe à la température ambiante, surtout si l'on veut accorder la réponse optique avec un champ électrique externe. De plus, il faut s'assurer que la phase nématique existe dans un intervalle de température assez grand pour éviter que des fluctuations de température ne changent la phase du cristal liquide pendant l'expérience.
- Si l'on veut accorder la réponse optique avec la température il est aussi préférable que la température de transition nématique-isotrope ne soit pas trop élevée.
- Pour des raisons de simplicité, il était d'abord préférable d'utiliser des cristaux liquides nématiques.

Pour nos expériences, nous avons d'abord considéré deux types de cristaux liquides: Le cristal liquide E7 (entreprise Merck) et 5CB (ou K15 de l'entreprise Merck). Les deux cristaux liquides sont utilisés très souvent dans la littérature et leurs propriétés optiques sont bien connues.

Le cristal liquide E7 est un mélange eutectique de 4 molécules différentes (une molécule du type cyanoterphenyl et plusieurs molécules du type cyanobiphenyl; figure 6.11(a)). La température de transition nématique-isotrope est  $T_c = 63^\circ\text{C}$ . A  $\lambda \approx 1.5$



*Fig. 6.12: Angle de contact du cristal liquide E7 sur une surface GaAs (a) et du cristal liquide 5CB sur une surface GaAs (b) et InP (c)*  
 [Contact angle of liquid crystal E7 on GaAs (a) and of liquid crystal 5CB on GaAs (b) and InP (c)]



*Fig. 6.13: Mesure de la capacité calorifique des cristaux liquides E7 (a) et 5CB (b). Les courbes pointillées (noires) sont mesurées avant (après) le chauffage des cristaux liquides à  $T = 110^\circ\text{C}$  sous une pression de  $P = 10^{-6}$  mbar.*

[Measurement of the heat capacity of the liquid crystals E7 and 5CB. The dashed (black) curves are measured before (after) heating up the liquid crystals to  $T = 110^\circ\text{C}$  at a pressure of  $P = 10^{-6}$  mbar.]

$\mu\text{m}$  l'indice de réfraction ordinaire est  $n_o = 1.48$ , l'indice de réfraction extraordinaire est  $n_e = 1.72$  et l'indice de réfraction de la phase isotrope est  $n_i = 1.54$  [96]. L'angle de contact sur une surface GaAs est  $\theta = 25^\circ \pm 1^\circ$  [94] (figure 6.12(a)).

Le cristal liquide 5CB est composé d'une seule molécule (4-cyano-4'-pentylbiphenyl; figure 6.11(b)). La température de transition nématique-isotrope est  $T_c = 35.1^\circ\text{C}$ . A  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , l'indice de réfraction ordinaire est  $n_o = 1.516$ , l'indice de réfraction extraordinaire est  $n_e = 1.682$  et l'indice de réfraction de la phase isotrope  $n_i = 1.575$  [97]. L'angle de contact sur une surface GaAs est  $\theta = 25^\circ \pm 1^\circ$  et  $\theta = 30^\circ \pm 1^\circ$  sur une surface InP (figure 6.12(b) et (c)).

La stabilité thermique des deux cristaux liquides a été testée par une mesure calorimétrique différentielle [98]. Nous avons d'abord mesuré la capacité calorifique des cristaux liquides (courbes pointillées figures 6.13(a) et (b)); les cristaux liquides ont été chauffés à  $T = 110^\circ\text{C}$  sous une pression de  $10^{-6}$  mbar, c'est-à-dire sous les mêmes conditions que lors du processus d'infiltration, et la capacité calorifique a été remesurée (courbes noires figures 6.13(a) et (b)). Les pics observés sur les courbes correspondent à la transition nématique-isotrope.

Pour le cristal liquide E7, la position du pic de la transition nématique-isotrope a augmenté d'environ  $10^\circ\text{C}$ . Cette différence est probablement due à l'évaporation sélective de certaines molécules de ce mélange eutectique. Ceci rend l'analyse des résultats après infiltration délicat car l'indice de réfraction ordinaire et extraordinaire ne sont plus connus. Un soin supplémentaire doit être apporté lors de l'infiltration pour assurer la stabilité de la composition du mélange final. Cette difficulté n'existe pas avec

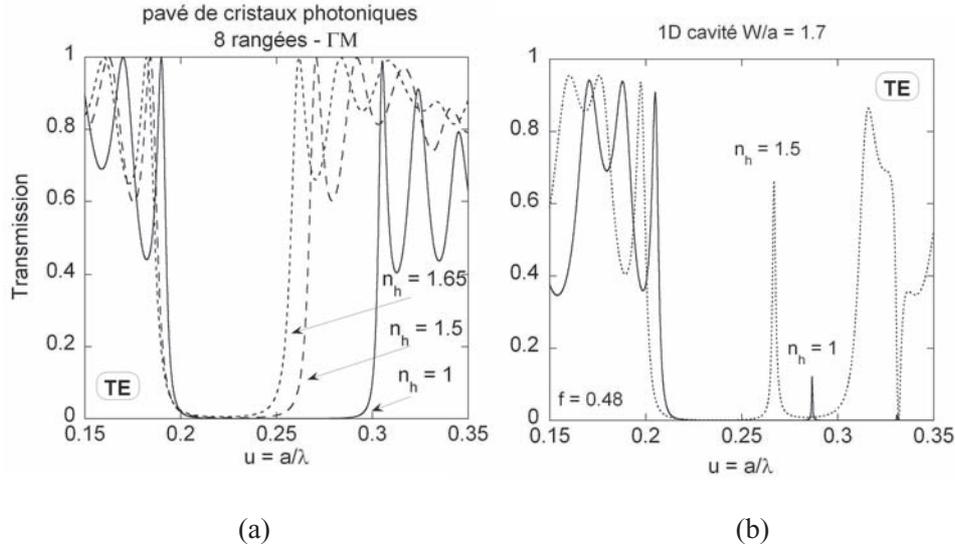


Fig. 6.14: Simulations par FDTD-2D (sans pertes) de la transmission (a) d'un pavé de cristaux photoniques (8 rangées en direction  $\Gamma M$ , polarisation TE, facteur de remplissage  $f = 0.35$ ) et (b) d'une cavité Fabry-Pérot ( $W/a = 1.7$ ,  $f = 0.48$ ) avec des indices de réfraction de trous différents. L'indice de réfraction du semiconducteur pour tous les calculs est  $n_s = 3.24$ .

[2D-FDTD simulations (without losses) of transmission spectra (a) of a photonic crystal slab (8 rows in  $\Gamma M$  direction, TE polarisation, filling factor  $f = 0.35$ ) and (b) of a Fabry-Pérot cavity ( $W/a = 1.7$ ,  $f = 0.48$ ) with different hole refractive indices. The index of refraction of the substrate is  $n_s = 3.24$ .]

le cristal liquide 5CB qui n'est pas un mélange eutectique.

En conclusion, le cristal liquide 5CB est mieux adapté au processus d'infiltration des cristaux photoniques parce qu'il est plus stable thermiquement et c'est celui qui sera utilisé par la suite.

## 6.2.4 Propriétés optiques des cristaux photoniques infiltrés

L'infiltration des cristaux liquides dans les trous des cristaux photoniques modifie les propriétés optiques des cristaux photoniques. La différence  $\Delta n_{sh} = n_s - n_h$  entre l'indice de réfraction du semiconducteur  $n_s$  et l'indice de réfraction des trous  $n_h$  diminue et la bande interdite devient plus étroite. Les bords de bandes se déplacent vers les basses énergies. Comme pour la bande d'air, le champ électrique est confiné dans les trous, la bande d'air se déplace plus vite que la bande diélectrique [20].

La figure 6.14(a) montre la courbe de transmission d'un pavé de cristaux photoniques calculée par FDTD-2D (sans pertes, facteur de remplissage  $f = 0.35$  et  $n_s = 3.24$ , direction  $\Gamma M$  et polarisation TE). Les courbes sont calculées pour des indices de réfraction des trous  $n_h = 1$ ,  $1.5$  et  $1.65$ . Elles illustrent comment la bande d'air se déplace vers les basses énergies lorsque l'indice de réfraction des trous augmente ( $\Delta u_{air} = -3.7 \times 10^{-2}$  pour  $n_h = 1 \rightarrow n_h = 1.5$  et  $\Delta u_{air} = -4.8 \times 10^{-2}$  pour  $n_h = 1.5 \rightarrow n_h = 1.65$ ). Par contre la bande diélectrique ne se déplace à peine ( $\Delta u_{diél} = -2.21 \times 10^{-3}$  pour  $n_h = 1 \rightarrow n_h = 1.5$  et  $\Delta u_{diél} = -2.81 \times 10^{-3}$  pour  $n_h = 1.5 \rightarrow n_h = 1.65$ ).

Dans le cas d'une cavité Fabry-Pérot (figure 6.14(b)), la position du pic de résonance

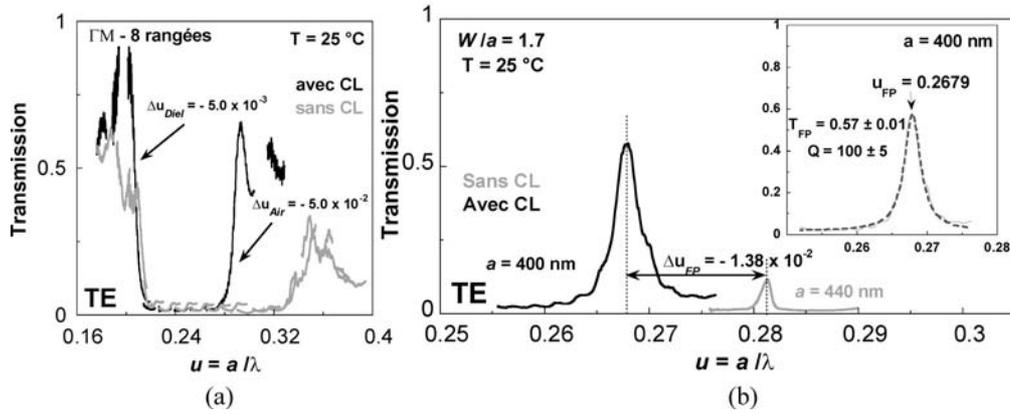


Fig. 6.15: Spectres de transmission en polarisation TE (a) des pavés de cristaux photoniques (8 rangées, direction  $\Gamma M$ ) et (b) d'une cavité Fabry-Pérot ( $W/a = 1.7$ ) mesurés avant (courbes grises) et après infiltration (courbes noires) des cristaux liquides, insert: fonction d'Airy (courbe grises pointillée) calculée pour le pic de résonance après infiltration

[Transmission spectra in TE polarisation (a) of photonic crystal slabs (8 rows,  $\Gamma M$  direction) and (b) of a Fabry-Pérot cavity ( $W/a = 1.7$ ) measured before (grey line) and after (black line) infiltration of the liquid crystals, inset: Airy function fit (dashed grey line)]

se déplace également vers les basses énergies comme  $\Delta n_{sh}$  diminue ( $\Delta u = -10 \times 10^{-3}$  pour  $n_h = 1 \rightarrow n_h = 1.5$ ). Il faut noter que l'augmentation de la valeur maximale de la transmission du pic Fabry-Pérot avec  $n_h$  est due à une baisse de la réflectivité des miroirs qui est accompagnée d'une diminution du facteur de qualité.

Nous avons infiltré l'échantillon IWK5 (paragraphe 5.2) par la méthode décrite dans le paragraphe 6.2.2, puis nous l'avons mesuré par la méthode de la source interne. Les spectres de transmission en polarisation TE ( $T = 20$  °C) avant (courbe pointillée), et après infiltration avec le cristal liquide 5CB (courbe noire) sont montrés figure 6.15(a). La bande d'air s'est déplacée vers les basses énergies ( $\Delta u_{air} = -5 \times 10^{-2}$  et  $\Delta u_{diel} = -5 \times 10^{-3}$ ). Ce comportement indique que  $\Delta n_{sh}$  a diminué et que les cristaux liquides sont bien entrés dans les trous. Simultanément la transmission de la bande d'air du spectre après infiltration par des cristaux liquides a augmenté jusqu'à 70%-80%. Les pertes hors plan ont diminué parce que l'indice de réfraction des trous après infiltration est supérieur à 1 et la diffraction hors plan diminue, car le contraste d'indice  $\Delta n_{sh}$  a diminué.

La figure 6.15(b) montre les spectres de transmission de la cavité Fabry-Pérot ( $W/a = 1.7$ ) de l'échantillon IWK5 avant (courbe grise:  $a = 440$  nm) et après (courbe noire:  $a = 400$  nm) l'infiltration de l'échantillon. La position du pic de la cavité Fabry-Pérot s'est déplacée vers les basses énergies ( $u_{FP} = 0.2679 \rightarrow \lambda_{FP} = 1493$  nm) comme attendu, si les trous sont remplis par des cristaux liquides. La position du pic Fabry-Pérot s'est déplacée de  $\Delta u_{FP} = -1.38 \times 10^{-2}$  avec  $|\Delta u_{diel}| \ll |\Delta u_{FP}| \ll |\Delta u_{air}|$ . Pour le pic Fabry-Pérot après infiltration la courbe d'Airy de l'équation 5.13 a été calculée (insert de la figure 6.15(b), courbe grise pointillée). La longueur d'onde du pic Fabry-Pérot a changé et il faut prendre en compte maintenant les pertes dues à l'absorption par les puits quantiques ( $\alpha_{QP} = 140$  cm $^{-1}$ , figure 3.2). Comme le contraste d'indice de réfraction  $\Delta n_{sh}$  a diminué, la réflectivité ( $R_{4R} = 0.887 \pm 0.005$ ) et les pertes des

miroirs ( $L_{4R} = 0.013$ ) ont diminué et la transmission des miroirs a augmenté ( $T_{4R} = 0.090 \pm 0.005$ ). Le facteur de qualité  $Q$  du pic Fabry-Pérot a diminué également ( $Q = 100$ ) et la transmission du pic a augmenté ( $T_{FP} = 0.57 \pm 0.01$ ), parce que la réflectivité des miroirs a diminué.

### 6.2.5 Caractérisation optique du processus d'infiltration

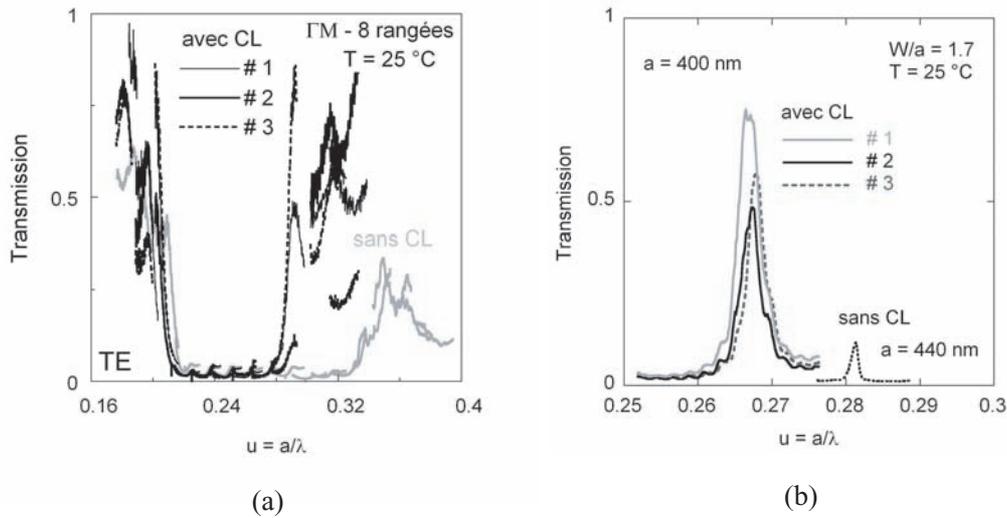
Dans le paragraphe précédent, nous avons montré qu'il est possible d'infiltrer des cristaux liquides dans les cristaux photoniques. Pour savoir si le processus est reproductible et fiable, nous avons essayé d'enlever les cristaux liquides des trous des cristaux photoniques puis de ré-infiltrer l'échantillon avec les mêmes cristaux liquides. Pour cela, l'échantillon a été chauffé à une température beaucoup plus élevée que la température de transition nématique-isotrope pour évaporer les cristaux liquides. L'échantillon a été ensuite refroidi à température ambiante et remesuré. Le spectre mesuré a été comparé avec celui mesuré avant infiltration, pour s'assurer que l'échantillon a bien été vidé complètement. Ensuite l'échantillon a été réinfiltré avec des cristaux liquides.

La figure 6.16(a) et (b) montrent les spectres de transmission des pavés de cristaux photoniques (8 rangées, direction  $\Gamma M$ , polarisation TE) et d'une cavité Fabry-Pérot ( $W/a = 1.7$ ) après trois cycles d'infiltration (cycle n°1: courbes noires, cycle n°2: courbes noires grasses, cycle n°3: courbes noires grasses pointillées). Les spectres de transmission des structures non infiltrées sont également montrés (courbes grises pointillées). Après chaque cycle d'infiltration la position de la bande d'air et de la bande diélectrique est constante. Les fluctuations en transmission sont probablement dues, soit aux incertitudes des mesures, soit aux dommages subits sur la facette clivée pendant le processus d'infiltration. Ces mesures démontrent que le processus d'infiltration est reproductible et fiable.

### 6.2.6 Le taux d'infiltration

Les valeurs effectives de l'indice de réfraction dans les trous qui doivent être utilisées pour reproduire les résultats expérimentaux sont légèrement inférieures aux valeurs des indices de réfraction des cristaux liquides. C'est un signe que le processus d'infiltration n'est pas complètement efficace. Nous avons introduit un paramètre phénoménologique  $\eta$ , pour quantifier le taux d'infiltration. Ce paramètre décrit un taux d'infiltration effectif car il ne fait pas la distinction entre des trous partiellement remplis d'une quantité  $\eta$  % ou de  $\eta$  % de trous remplis complètement. Une investigation directe de la manière dont l'ensemble des trous est rempli n'est pas aisée: Par exemple, si l'on veut observer des cristaux photoniques infiltrés, comme ceux étudiés dans cette thèse par un microscope électronique à balayage, il est nécessaire de refroidir l'échantillon et puis de le cliver in situ. Peu de microscopes électroniques à balayage sont équipés pour une telle manipulation. De plus, ce type d'observation concerne un nombre limité de trous. La méthode de la source interne permet d'obtenir des informations plus globales sur l'infiltration des cristaux liquides dans les trous, comme c'était le cas dans le paragraphe 5.4 pour l'analyse des pertes hors plan et la forme des trous.

Pour déterminer le taux d'infiltration  $\eta$  nous avons mesuré la transmission des pavés de cristaux photoniques infiltrés en polarisation TE et TM à une température



*Fig. 6.16: Spectres de transmission en polarisation TE des pavés de cristaux photoniques (a) et de la cavité Fabry-Pérot (b) à la température  $T = 25^\circ\text{C}$  après trois cycles d'infiltration (cycle n°1: courbes noires, cycle n°2: courbes noires grasses, cycle n°3: courbes noires grasses pointillées) sont montrés. Les spectres avant infiltration (courbes grises) sont montrés également.*

*[Transmission spectra in TE polarisation after three cycles of infiltration (n°1: black line, n°2: black bolded line, n°3: black bolded dashed line) (a) of photonic crystal slabs and (b) of a Fabry-Pérot cavity at  $T = 25^\circ\text{C}$  are shown. The spectra before infiltration (grey lines) are displayed as well.]*

supérieure à la température de transition nématique-isotrope ( $T = 40^\circ\text{C} > T_c$ ). A cette température, le cristal liquide est dans la phase isotrope et se comporte comme un diélectrique usuel. L'indice de réfraction du cristal liquide est scalaire. Pour les mesures en fonction de la température, l'échantillon a été monté sur un élément Peltier comme dans le paragraphe 6.1.

Les spectres de transmission des cristaux photoniques simples infiltrés en polarisation TE et TM à la température  $T = 40^\circ\text{C}$  sont montrés figure 6.17 (a) et (b) respectivement (courbes noires). La bande interdite en polarisation TE se situe entre  $u = 0.216$  et  $u = 0.29$ . Une pseudo bande interdite en polarisation TM est visible entre  $u = 0.21$  et  $u = 0.23$ . Les bords de bande du spectre en polarisation TE se sont déplacés vers des énergies plus élevées par rapport à la position des bords de bande des cristaux photoniques infiltrés à température ambiante:  $\Delta u_{diél_T} = +10 \times 10^{-3}$  et  $\Delta u_{air_T} = +1 \times 10^{-2}$ , avec  $|\Delta u_{air_T}| \gg |\Delta u_{diél_T}|$ . De plus, la transmission a augmenté (80%-90%), ce qui indique que les pertes hors plan ont diminué par rapport aux spectres de transmission des cristaux photoniques infiltrés à température ambiante.

Pour déterminer le taux d'infiltration, nous avons calculé les spectres théoriques par un calcul FDTD-2D avec un facteur de remplissage pour la bande d'air de  $f = 0.46$  pour le spectre de transmission en polarisation TE et avec un facteur de remplissage de  $f = 0.48$  pour le spectre de transmission en polarisation TM. (La période de la bande d'air en polarisation TE est  $a = 440$  nm et pour la polarisation TM la période est  $a = 380$  nm, ce qui explique l'utilisation de différents facteurs de remplissages.) Les indices de

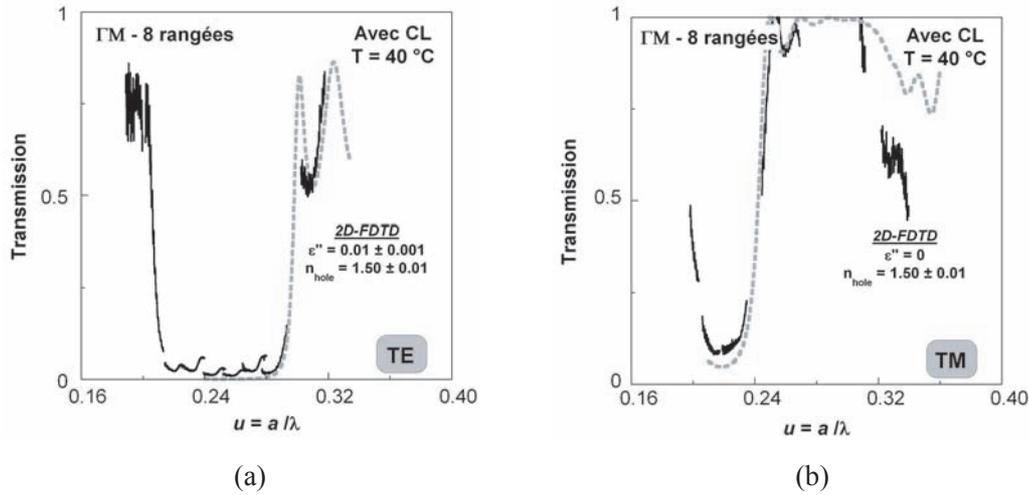


Fig. 6.17: Spectres de transmission des pavés de cristaux photoniques (courbe noires) en polarisation TE (a) et en polarisation TM (b) à  $T = 40^\circ\text{C}$ ; courbes grises pointillées: calculs de FDTD-2D

[Transmission spectra (grey lines) in TE polarisation (a) and TM polarisation (b) at  $T = 40^\circ\text{C}$ ; grey dashed lines: 2D-FDTD fit]

réfraction effectifs de la structure verticale ont été calculés à  $T = 40^\circ\text{C}$  (paragraphe 6.1) pour les polarisations TE ( $n_{eff} = 3.243$ ) et TM ( $n_{eff} = 3.233$ ). Les paramètres libres sont les pertes hors plan  $\epsilon''$  et l'indice de réfraction des trous  $n_h$ . Les courbes grises pointillées sur les figures 6.17 (a) et (b) sont les spectres de transmission calculés. Pour le spectre de transmission en polarisation TE le meilleur accord est obtenu pour une valeur de  $\epsilon'' = 0.010$  et une valeur de  $n_h = 1.50$ . Pour le spectre de transmission en polarisation TM une valeur de  $n_h = 1.50$  est trouvée. Cette valeur est la même que dans le cas de la polarisation TE, confirmant la nature isotrope de la phase des cristaux liquides à cette température. Le même résultat est obtenu pour le calcul FDTD-2D de la position du pic de la cavité Fabry-Pérot ( $u_{FP} = 0.2667$ ) à la température  $T = 40^\circ\text{C}$ .

Le taux d'infiltration est défini par:

$$\eta = \frac{n_h - 1}{n_{CL} - 1} \quad (6.3)$$

Le taux d'infiltration  $\eta$  vaut zéro pour  $n_h = 1$  et il vaut 1 pour  $n_h = n_{CL}$ . Avec  $n_h = n_i = 1.575$  à  $\lambda = 1.50 \mu\text{m}$  et  $n_{CL} = 1.50$  (figure 6.8), on obtient un taux d'infiltration de  $\eta = 0.87$ .

### 6.2.7 Accordabilité des cristaux photoniques infiltrés par la température

L'échantillon a été monté sur un élément Peltier comme décrit au paragraphe 6.1. La gamme de température exploitée est de  $T = 10^\circ\text{C}$  à  $T = 40^\circ\text{C}$  par pas de  $2^\circ\text{C}$ . La figure 6.18(a) montre le spectre de transmission du pic de la cavité Fabry-Pérot avant infiltration à  $T = 25^\circ\text{C}$  (courbe grise), après infiltration à  $T = 25^\circ\text{C}$  (courbe noire pointillée) et après infiltration à  $T = 40^\circ\text{C}$  (courbe noire) des cristaux liquides. Le pic

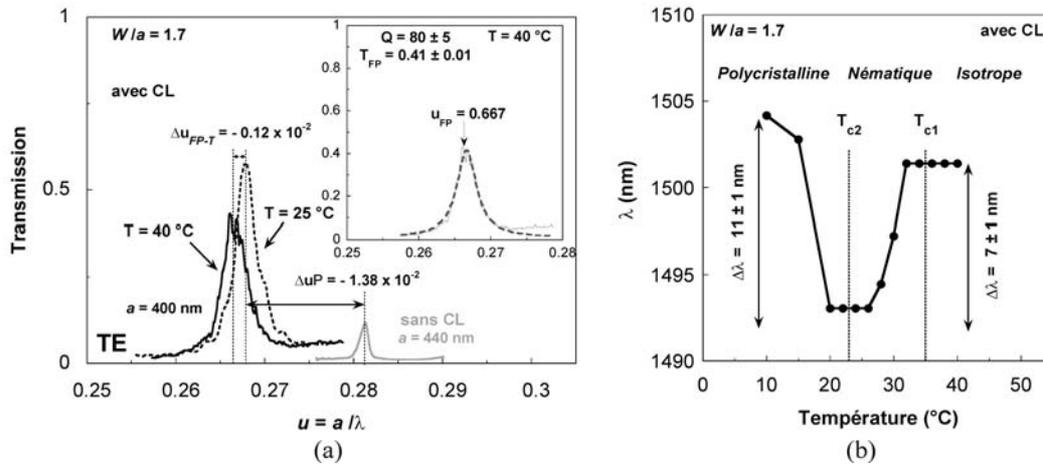


Fig. 6.18: (a) Spectres de transmission en polarisation TE d'une cavité Fabry-Pérot ( $W/a = 1.7$ ) avant infiltration des cristaux liquides (5CB, courbe grise), après infiltration des cristaux liquides à  $T = 25\text{ °C}$  (courbe noire pointillée) et à  $T = 40\text{ °C}$  (courbe noire); insert: fonction d'Airy (courbe grise pointillée) calculée pour le pic de résonance de la cavité Fabry-Pérot à  $T = 40\text{ °C}$ . (b) Position du pic Fabry-Pérot après infiltration des cristaux liquides en fonction de la température

[(a) Transmission spectra in TE polarisation of Fabry-Pérot cavity ( $W/a = 1.7$ ) before (grey lines) and after infiltration with liquid crystals at  $T = 25\text{ °C}$  (black dashed line); Inset: Airy function fit (grey line) of the resonance peak at  $T = 40\text{ °C}$ . (b) Position of the Fabry-Pérot resonance peak as a function of the temperature]

de la cavité Fabry-Pérot après infiltration se déplace de  $\Delta u_{FP,T} = -0.12 \times 10^{-2}$  ( $\Delta\lambda = +7 \pm 1\text{ nm}$ ) avec la température. Ce comportement est l'opposé de celui de la bande d'air (voit paragraphe 6.2.8).

Le décalage de la position du pic de résonance avec la température est plus grand que celui obtenu en chauffant l'échantillon non infiltré (paragraphe 6.1).

L'insert montre la fonction d'Airy (courbe grise) du pic de résonance à  $T = 40\text{ °C}$  calculée avec un coefficient d'absorption  $\alpha_{QP} = 140\text{ cm}^{-1}$ . En comparant les valeurs déterminées à  $T = 25\text{ °C}$  de l'échantillon infiltré la transmission du pic de résonance ( $T_{FP} = 0.41 \pm 0.01$ ) et le facteur de qualité ( $Q = 80 \pm 5$ ) ont diminué, car la réflectivité des miroirs a diminué ( $R_{4R} = 0.865 \pm 0.005$ ) et la transmission des miroirs est restée constante ( $T_{4R} = 0.090 \pm 0.005$ ). Le coefficient de pertes ( $L_{4R} = 0.035$ ) a augmenté, ce qui est apparemment en contradiction avec le comportement des cristaux photoniques simples infiltrés avec la température. Toutes les valeurs sont résumées dans le tableau 6.1

La position du pic Fabry-Pérot en fonction de la température est montrée figure 6.18(b). Autour de  $T = 20\text{ °C}$ , la position du pic de résonance reste constante, parce que ni la valeur de l'indice de réfraction du semiconducteur, ni la valeur de l'indice de réfraction des cristaux liquides changent de manière significative. Au dessus de  $T = 28\text{ °C}$  et au dessous de  $T = 20\text{ °C}$  la position du pic de résonance change de  $\Delta\lambda = +11 \pm 1\text{ nm}$  et de  $\Delta\lambda = +7 \pm 1\text{ nm}$  respectivement. La valeur de l'indice de réfraction des trous  $n_h$  a augmenté dans les deux cas. Autour de  $T = 20\text{ °C}$  la variation de  $n_h$  est due à la transition polycrystalline-nématique et autour de  $T = 28$

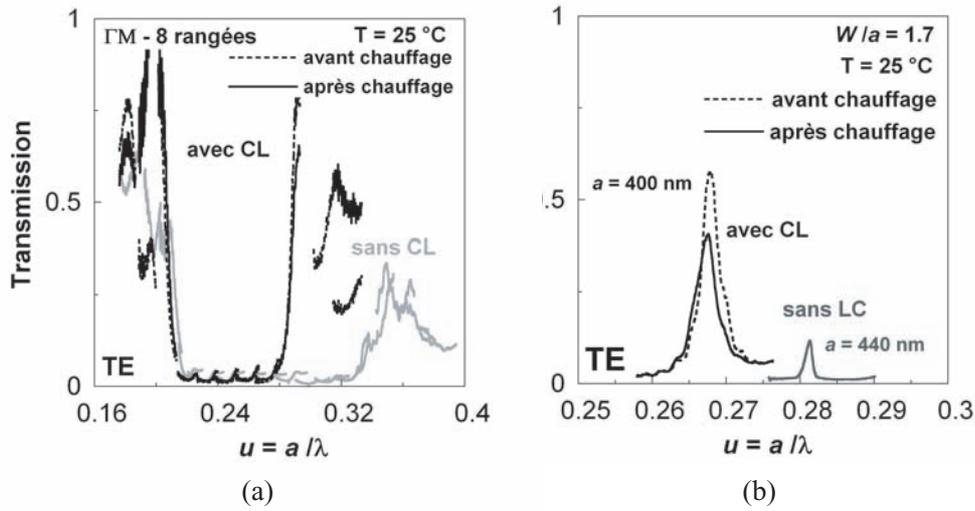


Fig. 6.19: Spectres de transmission en polarisation TE (a) des cristaux simples et (b) de la cavité Fabry-Pérot; courbes grises: avant infiltration, courbes noires pointillées: après infiltration des cristaux liquides, courbes noires: après infiltration et après des mesures en température

[Transmission spectra in TE polarisation of (a) photonic crystal slabs and (b) of a Fabry-Pérot cavity; grey lines: before infiltration, black lines: after infiltration; dashed black lines: after infiltration and heating up the sample]

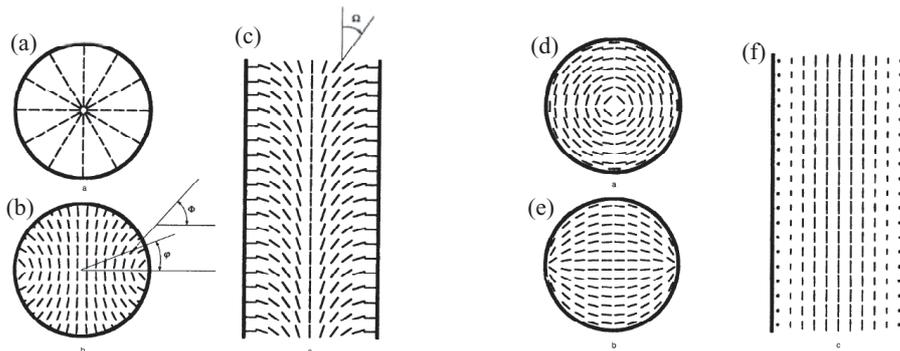
°C la variation de  $n_h$  est due à la transition nématique-isotrope du cristal liquide. Il faut noter que les températures de transition,  $T_{c1}$  et  $T_{c2}$ , sont un peu inférieures aux valeurs mesurées dans le paragraphe 6.2.3. Cette différence est probablement due à des effets de surface et de confinement des cristaux liquides dans les trous.

Nous avons également vérifié si les mesures en température est un processus réversible. Pour cela, nous avons remesuré la transmission des pavés de cristaux photoniques et de la cavité Fabry-Pérot en polarisation TE quand l'échantillon a été refroidi à température ambiante. Les figures 6.19(a) et (b) montrent les spectres de transmission en polarisation TE des cristaux simples et de la cavité Fabry-Pérot avant (courbes noires pointillées) et après (courbes noires solides) des mesures en

	Température	$T_{FP}$	$T_{4R}$	$R_{4R}$	$L_{4R}$
sans CL	25°C	0.21	$0.013 \pm 0.005$	$0.960 \pm 0.005$	0.017
avec CL	25°C	0.57	$0.090 \pm 0.005$	$0.887 \pm 0.005$	0.013
	40°C	0.41	$0.090 \pm 0.005$	$0.865 \pm 0.005$	0.035

Tab. 6.1: Valeurs de la transmission ( $T_{4R}$ ), de la réflectivité ( $R_{4R}$ ) et du coefficient de pertes ( $L_{4R}$ ) d'un miroir à cristaux photoniques (4 rangées, direction  $\Gamma M$ ) sans cristaux liquides (CL) à  $T = 25^\circ C$  et avec CL à  $T = 25^\circ C$  et à  $T = 40^\circ C$

[Transmission ( $T_{4R}$ ), reflection ( $R_{4R}$ ) and loss coefficient ( $L_{4R}$ ) of a photonic crystal mirror (4 rows,  $\Gamma M$  direction) without liquid crystals at  $T = 25^\circ C$  and with (CL) at  $T = 25^\circ C$  and  $T = 40^\circ C$ ]



*Fig. 6.20: Exemples de configurations possibles des directeurs dans des cavités cylindriques: (a)-(c) les directeurs sont orientés perpendiculairement à la surface de la cavité, (d)-(f) les directeurs sont orientés tangentiellment à la surface de la cavité. Nom des configurations: (a) planaire radiale (b) planaire polaire (c) radiale échappée (d) planaire circulaire (e) planaire échappée (f) circulaire échappée (d'après [103]).*

*[Examples of possible configurations of directors in a cylindric cavity: (a)-(c) The directors are perpendicular to the cavity surface. (d)-(f) The directors are tangentiell to the cavity surface. Name of the configurations: (a) radial planar (b) polar planar (c) escaped radial (e) escaped planar (f) escaped circular (after [103])]*

température, respectivement. Les positions de la bande d'air et la position du pic de la cavité Fabry-Pérot avant et après infiltration coïncident. Les fluctuations des valeurs de transmission sont probablement dues aux incertitudes de la mesure ou à une dégradation de la facette clivée de l'échantillon. Les mesures démontrent que le taux d'infiltration reste constant et qu'il n'y a pas de phénomène d'hystérésis dans l'orientation des molécules.

### 6.2.8 L'orientation des molécules

L'orientation des directeurs d'un cristal liquide sur une surface est déterminée par de nombreux paramètres dont la nature de la surface. On distingue entre un ancrage homéotrope (les directeurs sont perpendiculaires à la surface) et un ancrage planaire (les directeurs sont parallèles à la surface). Avec un traitement de surface, il est possible d'influencer l'orientation des directeurs (voir par exemple [89, 99, 100]).

Le cas d'une surface cylindrique est beaucoup plus complexe que celui d'un plan infini. Selon le type d'ancrage, l'énergie de surface et l'énergie libre de déformation élastique, plusieurs types de configuration peuvent se rencontrer [99, 101, 102]. On peut classifier les configurations possibles en deux catégories: Celles dont le directeur est perpendiculaire à la surface des trous (c'est le cas des configurations montrées figures 6.20(a)-(c)) et celles où il est tangentiell à la surface des trous (c'est le cas des configurations montrées figures 6.20(d)-(f)). Pour déterminer la configuration exacte des cristaux liquides dans les trous certains groupes ont utilisé des méthodes comme la résonance magnétique nucléaire (RMN) [85, 101]. Nous allons voir que la méthode de la source interne permet d'obtenir certaines informations sur la nature de l'orientation des molécules dans les trous.

Pour cela, nous avons comparé les spectres de transmission à température ambiante

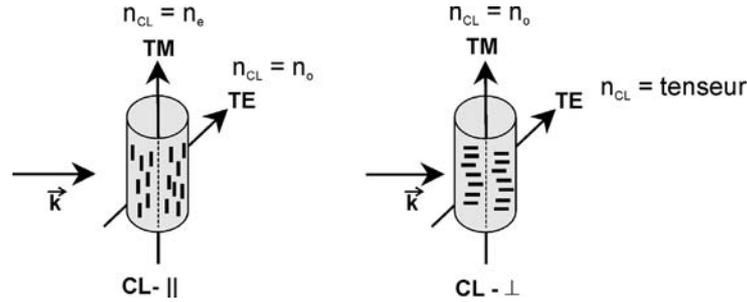


Fig. 6.21: Orientation des directeurs parallèles (CL-||) et perpendiculaires (CL-⊥) par rapport à l'axe des trous

[Parallel (CL-||) and perpendicular (CL-⊥) orientation of the directors with respect to the hole axis]

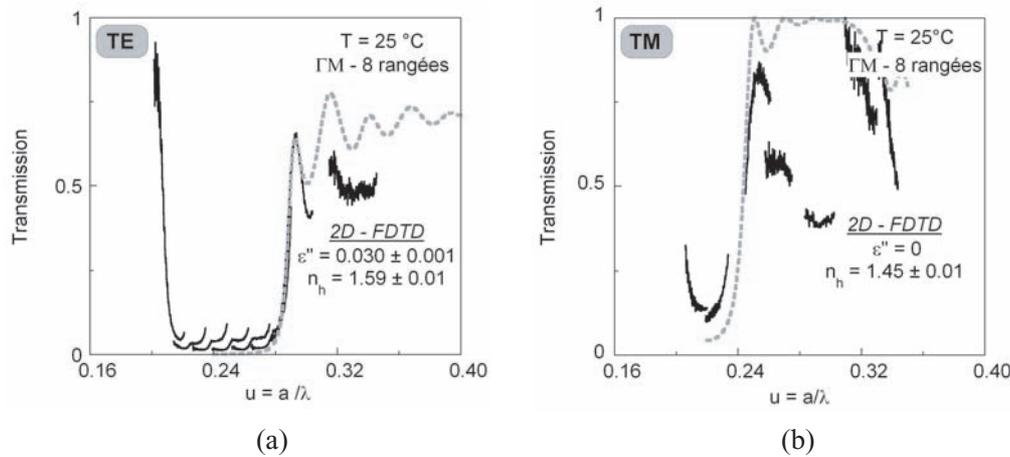


Fig. 6.22: Courbes noires: spectres de transmission en polarisation TE (a) et en polarisation TM (b) des pavés de cristaux photoniques ( $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) infiltrés; courbes grises pointillées: calculs FDTD-2D

[Black lines: Transmission spectra in TE (a) and TM (b) at  $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$  of photonic crystal slabs; dashed grey lines: 2D-FDTD simulations]

des cristaux photoniques simples infiltrés en polarisation TE et en polarisation TM (figures 6.22(a) et (b)). Nous avons calculé les courbes théoriques avec la méthode FDTD-2D pour la bande d'air des deux spectres de transmission (polarisation TE (TM):  $n_{eff} = 3.24$  (3.23),  $f = 0.46$  (0.48)). Pour le spectre de transmission en polarisation TE, le meilleur accord avec les mesures expérimentales est trouvé pour des valeurs de  $n_h = 1.59$  et de  $\epsilon'' = 0.030$ . Pour le spectre de transmission en polarisation TM, le meilleur accord est trouvé pour une valeur de  $n_h = 1.45$ .

Pour déduire maintenant l'orientation moyenne des directeurs dans les trous, on peut distinguer deux cas: Soit les directeurs des molécules sont globalement orientés parallèlement à l'axe des trous (configuration CL-||), soit les directeurs des molécules sont globalement orientés perpendiculairement (configuration CL-⊥) à l'axe des trous (figure 6.21).

Pour la polarisation TM, le champ électrique est parallèle à l'axe des trous (figure 6.21) et l'indice de réfraction des cristaux liquides  $n_{CL}$  dépend seulement d'une com-

CL configuration	Polarisation	$n_{CL}$	$n_h$ ( $\eta = 0.87$ )	$n_h$ mesuré
parallèle (CL-  )	TE	$n_o = 1.516$	1.449	1.59
	TM	$n_e = 1.682$	1.593	1.45
perpendiculaire (CL- $\perp$ )	TE	tenseur	-	1.59
	TM	$n_o = 1.516$	1.449	1.45

Tab. 6.2: Valeurs de l'indice de réfraction du cristal liquide (CL) 5CB pour les deux configurations des directeurs dans les trous des cristaux photoniques pour les polarisations TE et TM (calculées d'après [97] pour  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ). Les valeurs  $n_h$  calculées et  $n_h$  mesurées pour un taux d'infiltration de  $\eta = 0.87$  sont également indiquées.

[Values of the refractive index of the liquid crystal 5 CB ( $n_{CL}$ ) for the two configurations of the directors in the holes of the photonic crystal for TE and TM polarisation; The values are calculated for  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  after [97]. The measured values and the values calculated for an infiltration factor of  $\eta = 0.87$  are indicated.]

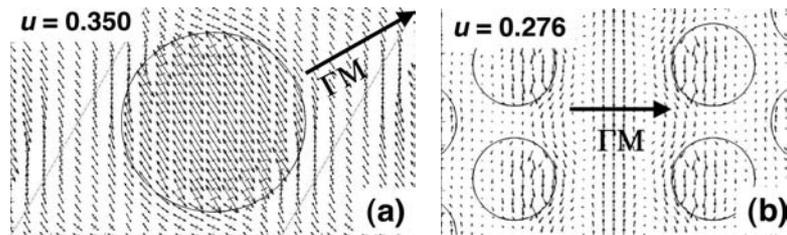
posante du tenseur diélectrique (équation 6.2) quel que soit le type de configuration. La valeur de  $n_{CL}$  vaut  $n_e$  dans le cas de la configuration CL-|| et elle vaut  $n_o$  dans le cas de la configuration CL- $\perp$ . Par contre, pour la polarisation TE, le champ électrique est perpendiculaire à l'axe des trous (figure 6.21) et l'indice de réfraction ne peut être approximé par un scalaire que dans le cas de la configuration CL-||. Au contraire, dans le cas de la configuration CL- $\perp$ , la nature tensorielle de la constante diélectrique doit être prises en compte (équation 6.2).

Avec un taux d'infiltration de  $\eta = 0.87$  on obtient pour la polarisation TM des valeurs  $n_h = 1.593$  (configuration CL-||) et  $n_h = 1.449$  (configuration CL- $\perp$ ). Pour la polarisation TE, on peut juste calculer  $n_h$  pour la configuration parallèle ( $n_h = 1.449$ ). Les valeurs des indices de réfraction de ces deux configurations sont résumées dans le tableau 6.2.

La comparaison avec les résultats expérimentaux nous permet de déduire que la configuration des directeurs est du type CL- $\perp$ . Ce résultat est confirmé par le comportement de la bande d'air pour des spectres en polarisation TM: Elle se déplace vers les basses énergies si la température augmente, ce qui indique que  $n_h$  augmente avec la température. Ce comportement est comparable à la variation de l'indice de réfraction ordinaire avec la température.

Pour le spectre en polarisation TE, il est possible de calculer la moyenne des indices de réfraction  $n_o$  et  $n_e$  pondérés par le champ électrique local. On obtient une valeur de  $\langle n_{CL} \rangle^{CS} = 1.675$ . Cette valeur est supérieure à l'indice de réfraction isotrope  $n_i$  du cristal liquide. On peut alors déduire que  $n_h$  se comporte comme  $n_e$  avec la température, ce qui est confirmé par le décalage de la bande d'air en polarisation TE vers des énergies élevées lorsque la température augmente.

L'indice de réfraction  $n_h$  de la cavité Fabry-Pérot est également calculé avec la méthode FDTD-2D et une valeur de  $n_h = 1.39$  est déterminée. Pour l'indice de réfraction moyen  $\langle n_{CL} \rangle^{FP}$ , une valeur de 1.47 est calculée. Cette valeur est inférieure à  $n_i$ , ce qui explique pourquoi la position du pic Fabry-Pérot se déplace vers des basses énergies lorsque la température augmente. La différence entre  $\langle n_{CL} \rangle^{CS}$  et  $\langle n_{CL} \rangle^{FP}$  et le comportement différent des pertes pour les deux structures peut être



*Fig. 6.23: La carte du champ électrique (a) dans la bande d'air d'un cristal photonique simple ( $u = 0.35$ ) et (b) dans la bande interdite d'une cavité Fabry-Pérot ( $u = 0.276$ )*  
*[The electric field map (a) in the air band of a simple photonic crystal ( $u = 0.35$ ) and (b) in the photonic band gap of a Fabry-Pérot cavity]*

dus à la différence des cartes du champ électrique pour des énergies se situant dans la bande d'air et dans la bande interdite. La figure 6.23(a) montre le champ électrique pour des énergies dans la bande d'air. La longueur des flèches est proportionnelle à l'intensité du champ électrique. La direction des flèches est la direction de la polarisation principale. Le champ électrique est bien confiné dans le trou. L'intensité du champ électrique et la direction de la polarisation est constante dans tout le trou. La figure 6.23(b) montre le champ électrique pour des énergies dans la bande interdite. Le champ électrique n'est plus confiné dans les trous. La dépendance spatiale de la carte du champ électrique y est très différente, notamment la nature évanescente des modes dans les deux barrières définissant la cavité Fabry-Pérot. En toute rigueur, pour prendre en compte complètement la configuration exacte des directeurs dans les trous, un calcul tridimensionnel est nécessaire.

## 6.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la possibilité d'accorder la réponse optique des structures à cristaux photoniques. La réponse optique d'un cristal photonique peut être accordée en modifiant, soit l'indice de réfraction de la composante de haute indice de réfraction, soit en modifiant l'indice de réfraction de la composante de bas indice de réfraction.

Nous avons d'abord démontré la possibilité d'accorder la réponse optique des cavités bidimensionnelles à cristaux photoniques en modifiant l'indice de réfraction de la composante de haut indice de réfraction du cristal photonique avec la température.

Dans une deuxième étape, nous avons démontré la possibilité d'accorder la réponse optique des structures à cristaux photoniques en modifiant l'indice de réfraction de la composante de bas indice de réfraction, c'est-à-dire des trous. Pour modifier l'indice de réfraction des trous, nous avons choisi d'infiltrer des cristaux liquides dans les trous. L'infiltration des cristaux liquides dans les trous d'un cristal photonique diminue le contraste d'indice de réfraction entre l'indice de réfraction du substrat et des trous. La bande interdite devient plus étroite et la position de la bande d'air se déplace vers les basses énergies.

Pour bien infiltrer des cristaux liquides dans les trous des cristaux photoniques un processus d'infiltration reproductible et fiable a été développé. Des mesures de transmission résolues en polarisation des pavés de cristaux photoniques infiltrés à des

températures où le cristal liquide se comporte comme un liquide usuel ont permis de déterminer un taux d'infiltration de  $\eta = 0.87$ .

Nous avons démontré qu'il est possible de modifier la réponse optique d'une cavité Fabry-Pérot infiltrée avec la température. Deux transitions ont été observées, qui sont attribuées à la transition polycristalline-nématique et à la transition nématique-isotrope du cristal liquide.

La comparaison des spectres de transmission des pavés de cristaux photoniques en polarisation TE et TM à température ambiante avec des calculs FDTD-2D nous a permis de déduire l'orientation des directeurs dans les trous: ils sont globalement orientés perpendiculairement par rapport à l'axe des trous.

# Conclusion

Ce travail de thèse sur des cristaux photoniques bidimensionnels se compose de trois grandes parties:

Dans la première partie, les concepts théoriques, les différentes méthodes de fabrication et les méthodes de caractérisation optique des cristaux photoniques ont été présentées. Les différentes étapes de fabrication des cristaux photoniques avec chacune de ses sous-étapes, comme la lithographie électronique ou les différentes méthodes de la gravure sèche ont été expliquées. La structure verticale des échantillons utilisés est présentée en détail. Finalement, les méthodes de caractérisation optique des cristaux photoniques sont décrites: la méthode de la source interne et des mesures de type endfire.

La deuxième partie concerne la caractérisation optique des cristaux photoniques. Des structures simples à cristaux photoniques sur substrat InP fabriquées à l'aide de trois techniques de gravure sèche différentes (ECR-RIE, ICP-RIE et CAIBE) sont mesurées par la méthode de la source interne. Cette méthode de mesure, permet de mesurer quantitativement le coefficient de transmission des cristaux photoniques. La modélisation des spectres de transmission des cristaux photoniques simples (pavés de 8 rangées) avec la méthode FDTD-2D (différences finies dans le domaine temporel) a permis de déterminer les facteurs de remplissage ( $f = 0.25-0.50$ ) et les pertes hors plan ( $\epsilon \leq 0.1$ ) des cristaux photoniques. Les pics de résonance des cavités Fabry-Pérot ont été analysés et des facteurs de qualité ( $Q \approx 310$ ), des valeurs de réflectivité ( $R \approx 0.96$ ) et des pertes ( $L \approx 0.033$ ) ont été obtenus. Les cavités Fabry-Pérot sont constituées de deux miroirs à cristaux photoniques séparés par une distance de  $1.7a$  à  $2.0a$ . Un modèle phénoménologique reliant les pertes hors plan et la forme des trous a été utilisé. Ces résultats sont comparables à une inclinaison des parois des trous de l'ordre de grandeur  $\sim 1^\circ$ . Nous avons montré que la verticalité des parois des trous devient le paramètre significatif déterminant les pertes hors plan et non la profondeur des trous. Finalement les analyses effectuées ont montré que les cristaux photoniques fabriqués par la gravure sèche de type CAIBE possèdent les meilleures performances optiques.

Des guides d'onde à cristaux photoniques ont été mesurés par la méthode de type endfire. Nous avons mesuré deux types de guides d'onde: des guides d'onde W1 et des guides d'onde W3 de longueurs différentes. La lumière a été injectée via des guides rubans aux cristaux photoniques. Les spectres de transmission des guides d'onde W3 montrent une mini-bande interdite. La position de cette mini-bande interdite permet de déterminer le facteur de remplissage ( $f \approx 0.27$ ) des cristaux photoniques. Pour déterminer les pertes de propagation des guides d'onde W3, une analyse basée sur la

transformée de Fourier du spectre de transmission a été développée. Les pertes de propagation peuvent être extraites du coefficient d'atténuation des amplitudes des harmoniques. De cette façon, nous avons trouvé des pertes de propagation entre 90.2 dB/cm et 133.2 dB/cm et des pertes d'insertion entre 12 % et 1 %. Ces valeurs sont proches de l'état de l'art pour des cristaux photoniques dans des structures guidantes à faible contraste d'indice.

Malheureusement cette analyse ne peut pas être appliquée dans le cas de guides d'onde W1, à cause des interférences multiples dans la structure. Une première approximation situe les pertes d'insertion et de propagation pour des longueurs de guides d'onde mesurées autour de  $\sim 70\%$ . Pour mesurer les pertes de propagation d'un guide d'onde W1, il serait nécessaire de déposer des couches anti-reflets sur les facettes de l'échantillon pour éliminer des interférences supplémentaires.

La troisième partie traite de l'accordabilité de la réponse optique des cristaux photoniques. Pour cela nous avons étudié dans une première étape la réponse optique d'une cavité hexagonale sur substrat GaAs et d'une cavité Fabry-Pérot sur substrat InP en fonction de la température. Les positions des pics de résonance se déplacent linéairement en fonction de la température avec une dépendance de  $\frac{d\lambda}{dT} = +8 \times 10^{-2} \text{nm}/^\circ\text{C}$  et  $\frac{d\lambda}{dT} = +9 \times 10^{-2} \text{nm}/^\circ\text{C}$  pour l'échantillon sur substrat GaAs et InP respectivement. Ces résultats ont été validés par des calculs théoriques.

Dans une deuxième étape, la réponse optique a été accordée en infiltrant des cristaux liquides dans les trous des cristaux photoniques gravés dans un échantillon sur substrat InP. Les échantillons ont été caractérisés optiquement par la méthode de la source interne. L'infiltration des cristaux liquides a été effectuée sous vide et à une température au-dessus du point de transition nématique-isotrope dans une enceinte spécialement conçue pour l'infiltration. Nous avons pu montrer que le processus d'infiltration est un processus fiable et réversible. Pour nos infiltrations, le cristal liquide nématique 5CB s'est montré le plus adapté. Le taux d'infiltration a été déterminé par des mesures optiques résolues en polarisation TE et TM dans la phase isotrope du cristal liquide. Nous avons trouvé une valeur autour de  $\sim 87\%$ . Nous avons mesuré la réponse optique d'une cavité Fabry-Pérot infiltrée et nous avons observé un décalage de la position du pic de résonance autour de  $T = 20^\circ\text{C}$  de  $\Delta\lambda = +11 \pm 1 \text{ nm}$ . Ce décalage est dû à la transition polycristalline - nématique du cristal liquide. Nous avons observé un décalage de la position du pic de résonance autour de  $T = 28^\circ\text{C}$  de  $\Delta\lambda = +7 \pm 1 \text{ nm}$  qui est dû à la transition nématique - isotrope.

Finalement, nous avons déterminé l'orientation des directeurs des molécules des cristaux liquides par rapport à l'axe des trous. Pour cela, le coefficient de transmission des cristaux photoniques simples en polarisation TE et TM a été mesuré à température ambiante. Une modélisation de la bande d'air des spectres de transmission par la méthode FDTD-2D a permis de déduire que les directeurs sont en moyenne orientés perpendiculairement à l'axe des trous. Par contre, le comportement de la position du pic de résonance en fonction de la température est en contradiction avec l'orientation des directeurs. Nous avons attribué ce comportement à la différence des cartes du champ électrique dans une cavité Fabry-Pérot et à celle d'un champ électrique dans un cristal photonique simple en dehors de la bande interdite photonique.

# Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch. *Physical Review Letters* **58**(20), 2059-2062 (1987).
- [2] S. John. *Physical Review Letters* **58**, 2059 (1987).
- [3] E. Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung. *Physical Review Letters* **67**(17), 2295–2298 (1991).
- [4] S. Fan, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, and H.A. Haus. *Physical Review Letters* **80**(5), 960–963 (1998).
- [5] K. Busch, N. Vats, S. John, and B.C. Sanders. *Physical Review E* **58**(3), 3896–3908 (2000).
- [6] Y. Akahane, T. Asano, B. Song, and S. Noda. *Nature* **425**, 944–947 (2003).
- [7] J. Vuckovic, M. Loncar, H. Mabuchi, and A. Scherer. *Physical Review E* **65**, 0166908 (2001).
- [8] S. Olivier, M. Rattier, H. Benisty, C. Weisbuch, C.J.M. Smith, R.M. De La Rue, T.F. Krauss, U. Oesterle, and R. Houdré. *Physical Review B* **63**, 113311 (2001).
- [9] S. Olivier, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Karlsson, C.J.M. Smith, R. Houdré, and U. Oesterle. *Applied Physics Letters* **79**(16), 2514–2516 (2001).
- [10] A. Talneau, Ph. Lalanne, M. Agio, and C.M. Soukoulis. *Optics Letters* **27**(17), 1522–1524 (2002).
- [11] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynak, A. Karlsson, M. Kamp, and A. Forchel. *Applied Physics Letters* **83**, 5121–5123 (2003).
- [12] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, and S. Noda. *Applied Physics Letters* **82**(9), 1341–1343 (2003).
- [13] S. Bocolo, M. Midrio, and T.F. Krauss. *Optics Letters* **27**, 1001 (2002).
- [14] C.S. Kee, J. Kim, H.Y. Park, I. Park, and H. Lim. *Physical Review B* **61**(23), 15523–15525 (2000).
- [15] A. Figotin, Y.A. Godin, and I. Vitebsky. *Physical Review B* **57**(5), 2841–2848 (1998).

- 
- [16] K. Yoshino, Y. Kawagishi, M. Ozaki, and A. Kose. *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters and Express Letters* **38**, L786 (1999).
- [17] K. Busch and s. John. *Physical Review Letters* **83**(5), 967–970 (1999).
- [18] S. Noda, M. Imada, M. Okano, S. Ogawa, M. Mochizuki, and A. Chutinan. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**(7), 726–735 (2002).
- [19] T.F. Krauss. *physica status solidi (a)* **197**(3), 688–702 (2003).
- [20] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn. *Photonic Crystals, Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, (1995).
- [21] T.E. Sale. *Vertical cavity surface emitting lasers*. Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, (1995).
- [22] E.O. Kane. *Journal of Physical Chemistry & Solids* **1**, 249–261 (19).
- [23] P.R. Villeneuve and M. Piché. *Progress in Quantum Electronics* **18**, 153–200 (1994).
- [24] K.M. Ho, Chan C.T., and C.M. Soukoulis. *Physical Review Letters* **65**(25), 3152 (1990).
- [25] S.Y. Lin, J.G. Fleming, B.K. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrycki, S.R. Kurtz, and J. Bur. *Nature* **394**(5479), 604–606 (1998).
- [26] S. Noda, K. Tomodo, N. Yamamoto, and A. Chutinan. *Science* **289**(5479), 604–606 (2000).
- [27] J.D. Joannopoulos. *Nature* **414**(6861), 257–258 (2001).
- [28] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and Norris D.J. *Nature* **414**(6861), 289–293 (2001).
- [29] M. Campbell, D.N. Sharp, M.T. Harrison, R.G. Denning, and A.J. Tuberfield. *Nature* **404**, 53–56 (2000).
- [30] C. Cuisin, A. Chelnokov, J.-M. Lourtioz, D. Decanini, and Y. Chen. *Applied Physics Letters* **77**(5), 770–772 (2000).
- [31] T. Kawashima, O. Sato, Y. Ohtera, and S. Kawakami. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**(7), 899–903 (2002).
- [32] A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. Gösele, and K. Busch. *Advanced Materials* **6**(16), 377–288 (2001).
- [33] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa. *Physical Review Letters* **86**(11), 2289–2292 (2001).

- [34] E. Chow, S.Y. Lin, S.G. Johnson, P.R. Villeneuve, J.D. Joannopoulos, J.R. Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman. *Nature* **407**(6807), 983–986 (2000).
- [35] K.S. Yee. *IEEE Transactions Antennas Propagation* **AP-14**, 302–307 (1966).
- [36] A. Tavlove. *Computational Electrodynamics - The Finite Difference Time Domain Methode*. Artech House, Norwood, MA, (1995).
- [37] M. Qiu, B. Jaskorzynak, M. Swillo, and H. Benisty. *Microwave and Optical Technology Letters* **34**(5), 387 (2002).
- [38] M. Agio. *Optical Properties and Wave Propagation in Semiconductor-Based Two-Dimensional Photonic Crystals*. PhD thesis, Università degli Studi di Pavia.
- [39] M. Plihal and A.A. Maradudin. *Physical Review B* **44**(16), 8565–8571 (1991).
- [40] D. Leuenberger. *Experimental and numeric investigation of two-dimensional photonic crystals for application in intergrated optics*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [41] T. F. Krauss, Y.P. Song, S. Thoms, C.D.W. Wilkinson, and R.M. De La Rue. *Electronics Letters* **30**(17), 1444–1446 (1994).
- [42] F. Pommereau, L. Le Guezogou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, and G. H. Duan. *Journal of Applied Physics* **95**(1), 2242–2245 (2004).
- [43] J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, R. Ferrini, D. Leuenberger, R. Houdré, S. Anand, and J. Berggren. *Nanotechnology* **13**, 341–345 (2002).
- [44] M. Mulot, R. Ferrini, B. Wild, J. Moosburger, A. Forchel, R. Houdré, and S. Anand. *Journal of Vacuum Science and Technology B* **22**, 707–709 (2004).
- [45] T.D. Happ, A. Markard, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, J.-L. Gentner, and N. Bouadma. *Journal of Vacuum Science and Technology B* **19**(6), 2775–2778 (2001).
- [46] T. F. Krauss, C. J. M. Smith, Vögele B., S.K. Murad, C.D.W. Wilkinson, R.S. Grant, M.G. Burt, and R.M. De La Rue. *Journal of Microelectronic Engineering* **35**, 29–37 (1997).
- [47] *Handbook of Microlithographie, Micromaching, and Microfabrication*, volume 1. SPIE Optical Engineering Press, Washington, (1997).
- [48] R. Wüest, P. Strasser, M. Jungo, F. Robin, D. Erni, and H. Jäckel. *Microelectronic Engineering* **67-68**, 182–188 (2003).
- [49] M. Mulot. *Two dimensional photonic crystals in InP-based materials*. PhD thesis, Royal Institut of Technology (KTH), 2004.
- [50] M. Mulot, S. Anand, C.F. Carlstrom, M. Swillo, and A. Talneau. *Phys. Scripta* **T101**, 106–109 (2002).

- [51] R. Ferrini, A. Berrier, L. A. Dunbar, R. Houdré, M. Mulot, S. Anand, S. de Rossi, and A. Talneau. *Applied Physics Letters* **85**(18), 3998–4000 (2004).
- [52] D. Labilloy. *Cristaux photonique bidimensionnels pour le proche infrarouge: propriétés optiques et confinement*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Palaiseau Paris, 1999.
- [53] E. Schwoob. *Propagation et Emission dans des guides multimodes à cristaux photoniques bidimensionnels*. PhD thesis, Université Paris 6, 2006.
- [54] S. Olivier. *Nouvelles structures miniatures dans les cristaux photoniques bidimensionnels planaires pour les fonctions de l'optique intégrée*. PhD thesis, Université Paris 6, 2002.
- [55] R. Ferrini, D. Leuenberger, M. Mulot, M. Qiu, J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Anand, and R. Houdré. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38**(7), 786–799 (2002).
- [56] R.P. Stanley, R. Houdre, U. Oesterle, M. Gailhanou, and M. Ilegems. *Applied Physics Letters* **65**(15), 1883–1884 (1994).
- [57] M. Born and E. Wolff. *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, U.K., (1980).
- [58] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley, New York, (1991).
- [59] D. Ochoa. *Diodes électroluminescentes planaires à haute rendement d'extraction lumineuses*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2001.
- [60] H. Benisty, D. Labilloy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud, and C. Jouanin. *Applied Physics Letters* **76**(5) (2000).
- [61] R. Ferrini, R. Houdré, H. Benisty, M. Qiu, and J. Moosburger. *Journal of Optical Society America B* **20**(3), 469–478 (2003).
- [62] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, and G. H. Duan. *Applied Physics Letters* **82**(7), 1009–1011 (2003).
- [63] H. Benisty, Ph. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, C. Jouanin, and D. Cassagne. *Optical and Quantum Electronics* **34**, 205–215 (2002).
- [64] R. Ferrini, B. Lombardet, B. Wild, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Le Guezogou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommeréau, and G.-H. Duan. *Electronics Letters* **38**(17), 962–963 (2002).
- [65] Ph. Lalanne and A. Talneau. *Optics Express* **10**(8), 354–359 (2002).
- [66] T. Tamir. *Guided-Wave Optoelectronics*. Springer-Verlag, 2nd edition, (1990).

- [67] JR van Look. *Wellenleiterkopplung in integriert optischen Bauelementen basierend auf Photonischen Kristallen*. PhD thesis, Optischen Institut der Technischen Universität Fraunhofer-Institut für Nachrichtentechnik/Heinrich-Hertz-Institut, 2003.
- [68] B.W. Hakki and T.L. Paoli. *Journal of Applied Physics* **44**(9) (1973).
- [69] D. Hofstetter and R. L. Thornton. *Optics Letters* **22**(24), 1831–1833 (1997).
- [70] D. Hofstetter and R. L. Thornton. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**(10), 1914–1923 (1998).
- [71] Bronstein, Semendjajew, Musiol, and Muhlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harris Deutsch, Thun, Frankfurt am Main, 2. Auflage, (1995).
- [72] G. H. Duan, C. Cuisin, D. Derouin, O. Drisse, L. Le Gouézogou, O. Le Gouézogou, F. Pommereau, Y. Gottesmann, E.V.K. Rao, B. Wild, and R. Houdré. *OFC/NFOEC Meeting in Anaheim, California* March 6-11, 2005.
- [73] P. Yeh. *Journal of the Optical Society of America* **69**(5), 742–756 (1979).
- [74] L. Berthelon, O. Courtois, M. Garnot, and R. Laalaoua. *C.R. Physique* **4**, 127–143 (2003).
- [75] Y. Shimoda, M. Ozaki, and K. Yoshino. *Applied Physics Letters* **79**(22), 3627–3629 (2001).
- [76] S.W. Leonard, J.P. Mondia, H.M. van Driel, O. Toader, and S. John. *Physical Review B* **61**(R2389), R2389–R2392 (2000).
- [77] D. Kang, J.E. Maclennan, N.A. Clark, A.A. Zakhidov, and R.H. Baughman. *Physical Review Letters* **86**(18), 4052–4055 (2001).
- [78] C.J.M. Smith, T.F. Krauss, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, U. Oesterle, and R. Houdré. *Journal of Optical Society America B* **17**(12), 2043–2051 (2000).
- [79] P. Yeh. *Optical Waves in Layered Media*. Wiley, New York, (1988).
- [80] J. Talghader and J.S. Smith. *Applied Physics Letters* **66**(3), 335–337 (1995).
- [81] J. Piprek, D.I. Babic, and J.E. Bowers. *Applied Physics Letters* **68**(19), 2630–2632 (1996).
- [82] E. Gini and H. Melchior. *Journal of Applied Physics* **79**(8), 4335–4337 (1996).
- [83] S. Wu, F. Zeng, H. Wang, W. She, and Z. Cai. *Journal of Applied Polymere Science* **89**, 2374–23777 (2003).
- [84] Ch. Schuller, F. Klopff, J. P. Reithmaier, M. Kamp, and A. Forchel. *Applied Physics Letters* **82**(17), 2767–2769 (2003).

- [85] G. Mertnes, T. Röder, H. Matthias, H. Marsmann, S.L. Schweizer, C. Jamois, R.B. Wehrspohn, and M. Neubert. *Applied Physics Letters* **83**(13), 3036–3038 (2003).
- [86] K. Yoshino, Y. Shimoda, Y. Kawagishi, K. Nakayama, and M. Ozaki. *Applied Physics Letters* **75**(7), 932–934 (1999).
- [87] S. Kubo, Z.-Z. Gu, K. Takahashi, Y. Ohko, O. Sato, and A. Fujishima. *Journal of American Chemical Society* **124**, 10950–10951 (2002).
- [88] A. Urbas, V. Tondigilia, L. Natarajan, R. Sutherland, Y. Haiping, J.-H. Li, and T. Bunning. *Journal of American Chemical Society* **126**, 13580–13581 (2004).
- [89] P. Oswald and P. Pieranski. *Les cristaux liquides, Concepts et propriétés physiques par des expériences*, volume 1. Gordon and Breach Science Publisher, Paris, (2000).
- [90] T.J. Sluckin. *Contemporary Physics* **41**(1), 37–56 (2000).
- [91] E.P. Kosmidou, E.E. Kriezis, and T.D. Tsiboukis. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **41**(5), 657–665 (2005).
- [92] M. Dr. Becker and U. Kuhlman. *ct* **22**, 222–226 (2005).
- [93] B. Maune, M. Loncar, J. Witzens, M. Hochberg, T. Baehr-Jones, D. Psaltis, and A. Scherer. *Applied Physics Letters* **85**(3), 360–362 (2004).
- [94] J. Martz, L. Zuppiroli, and F. Nüesch. *Langmuir* **20**, 11428–11432 (2004).
- [95] C. Gerthsen. Springer-Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 9.Auflage (1966).
- [96] I.C. Khoo. *Journal of Modern Optics* **37**(11), 1801–1813 (1990).
- [97] J. Li and T.S. Wu. *Journal of Applied Physics* **95**, 896–901 (2004).
- [98] J.T. Mansare, R. Decressain, C. Gors, and V.K. Dolganov. *Molecular Crystals and Liquid Crystals Science and Technology A: Molecular Crystals and Liquid Crystals* **382**, 97–111 (2002).
- [99] R.A. Drawhorn and N.L. Abbott. *Journal of Physical Chemistry* **99**, 16511–16515 (1995).
- [100] V.K. Gupta. *Science* **276**, 1533–1536 (1997).
- [101] G.P. Crawford, Allender D.W., and J.W. Doane. *Physical Review B* **45**(12), 8693–8708 (1992).
- [102] G.P. Crawford and S. Zumer. *Liquid Crystals in Complex Geometries: Formed by Polymer and Porous Networks*. Taylor and Francis, Londond, (1996).
- [103] S.V. Burylov. *Journal of experimental and theoretical physics* **85**, 873–886 (1997).

# Publications et Conférences

## Publications

### Année 2006

J. Martz, R. Ferrini, F. Nüesch, L. Zuppiroli, **B. Wild**, L. A. Dunbar, R. Houdré, M. Mulot, S. Anand, "Liquid crystal infiltration of InP-based planar photonic crystals", Journal of Applied Physics vol. 99, pp. 103105, 2006.

R. Ferrini, J. Martz, L. Zuppiroli, **B. Wild**, V. Zabelin, L. A. Dunbar, R. Houdré, M. Mulot, and S. Anand "Planar photonic crystals infiltrated with liquid crystals: tuning and optical characterization of molecule orientation", Optics Letters, vol. 31, no 9, pp. 1238, 2006.

### Année 2005

J. Martz, **B. Wild**, R. Ferrini, L.A. Dunbar, M. Mulot, S. Anand, R. Houdré, L. Zuppiroli, "Tuning the optical properties of planar photonic crystals by liquid crystal infiltration" Proceedings of SPIE vol. 5926, p. 1-4, 2005.

### Année 2004

**B. Wild**, R. Ferrini, R. Houdré, M. Mulot, S. Anand and C. J. M. Smith, "Temperature tuning of the optical properties of planar photonic crystal microcavities", Applied Physics Letters vol.84, pp. 846, 2004.

**B. Wild**, R. Ferrini, R. Houdré, M. Mulot, S. Anand, and C. J. M. Smith, "Temperature tuning of the optical properties of planar photonic crystal microcavities" Proceedings of SPIE, vol. 5450, pp. 311, 2004.

M. Mulot, R. Ferrini, **B. Wild**, J. Moosburger, A. Forchel, R. Houdré, and S. Anand "Fabrication of 2D InP-based photonic crystals by chlorine based chemically assisted ion beam etching", Journal of Vacuum Science & Technology B, vol. 22, pp. 707, 2004.

H. Benisty, C. Weisbuch, S. Olivier, R. Houdré, R. Ferrini, D. Leuenberger, **B. Wild**, B. Lombardet, M. Qiu, S. Anand, M. Mulot, A. Karlsson, M. Swillo, B. Jaszko-rzynska, M. Agio, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, A. Talneau, M. Kamp, A. Forchel,

J. Moosburger, T. Happ, G.-H. Duan, C. Cuisin, J.-P. Chandouineau, O. Drisse, F. Gaborit, L. Legouezigou, O. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, F. Pommereau, and B. Thedrez, "Low-loss photonic-crystals and monolithic InP integration: bands, bends, lasers, filters", Proceedings of SPIE , vol. 536, pp. 119, 2004.

### Année 2003

R. Ferrini, B. Lombardet, **B. Wild**, R. Houdré and G.-H. Duan, "Hole depth- and shape-induced radiation losses in two-dimensional photonic crystals" Applied Physics Letters, vol. 82, no. 7, pp. 1009, 2003.

### Année 2002

R. Ferrini, B. Lombardet, **B. Wild**, R. Houdré, S. Olivier, H. Benisty, A. Djoudi, L. Legouezigou, S. Hubert, S. Sainson, J.-P. Chandouineau, S. Fabre, F. Pommereau, and G.-H. Duan, "Optical characterisation of 2D InP-based photonic crystals fabricated by inductively coupled plasma etching", Electronics Letters, vol. 38, no. 17, pp. 962, 2002.

## Conférences

### Année 2006

R. Ferrini, P. El-Kallassi, J. Martz, L. Zuppiroli, **B. Wild**, L. A. Dunbar, N. Le Thomas, R. Houdré, P. Strasser, F. Robin, A. Talneau, A. Berrier, S. Anand, "Tuneable planar photonic crystals" SPIE Photonics Europe, 3-7 avril 2006, Strasbourg, France, exposé oral.

### Année 2005

J. Martz, **B. Wild**, R. Ferrini, L.A. Dunbar, M. Mulot, S. Anand, R. Houdré, and L. Zuppiroli, "Tuneable planar photonic crystal devices' Sixth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures" (PECSVI), Aghia Pelaghia, Crète, Grèce, 19-24 juin 2005, poster.

**B. Wild**, L.A. Dunbar, R. Houdré, G.-H. Duan, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, O. Legouezigou, and F. Pommereau, "Low loss two dimensional InP-based photonic crystal waveguides" Sixth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECSVI), Aghia Pelaghia, Crète, Grèce, 19-24 juin 2005, poster.

**B. Wild**, L.A. Dunbar, R. Houdré, G.-H. Duan, C. Cuisin, E. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, O. Legouezigou, and F. Pommereau, "Characterization and analysis of low loss two dimensional InP-based photonic crystal waveguides", ECIO'05: 12th European Conference on intergrated optics, Grenoble, France, 6-8 avril, 2005, poster.

G.-H. Duan, C. Cuisin, D. Derouin, O. Drisse, L. Legouezigou, O. Legouezigou,

F. Pommereau, Y. Gottesmann, E.V.K. Rao, **B. Wild**, R. Houdré, "Fabrication and characterization of low loss photonic crystal waveguides based on InP substrate", OFC/NFOEC Meeting in Anaheim, California, USA, 6-11 mars 2005, poster.

J. Martz, **B. Wild**, R. Ferrini, L.A. Dunbar, M. Mulo, S. Anand, R. Houdré, L. Zuppiroli, "Tuning the optical properties of planar photonic crystals by liquid crystal infiltration" Optics and Photonics, San Diego, USA 31 juillet-4 août 2005, exposé invité.

P. Strasser, R. Wüest, F. Robin, K. Rauscher, **B. Wild**, D. Erni, H. Jäckel, "An ICP-RIE Etching Process for InP-based Photonic Crystals using Cl<sub>2</sub>/Ar/N<sub>2</sub> Chemistry" Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM), 8-12 mai 2005, Glasgow, Scotland, UK, poster.

## Année 2004

H. Benisty, C. Weisbuch, S. Olivier, R. Houdré, R. Ferrini, D. Leuenberger, **B. Wild**, B. Lombardet, M. Qiu, S. Anand, M. Mulo, A. Karlsson, M. Swillo, B. Jaszczorzynska, M. Agio, M. Kafesaki, C.M. Soukoulis, A. Talneau, M. Kamp, A. Forchel, J. Moosburger, T. Happ, G-H. Duan, C. Cuisin, J-P. Chandouineau, O. Drisse, F. Gaborit, L. Legouezigou, O. Legouezigou, F. Lelarge, F. Poingt, F. Pommereau, and B. Thedrez, "Low-loss photonic-crystals and monolithic InP integration: bands, bends, lasers, filters", Photonics West, San Jose CA, USA, 24-29 janvier 2004, exposé invité.

J.Martz, L.Zuppiroli, F. Nüesch, **B. Wild**, B.Lombardet, L.A. Dunbar, R. Ferrini, R.Houdré, M.Ilegems "Infiltration of planar Photonic Crystals with Liquid Crystals" Materials Research Society Fall Meeting, 29 november-3 december 2004, Boston MA, USA, exposé oral.

**B. Wild**, R.Ferrini, R.Houdré, M.Mulo, S.Anand, and C.J.M. Smith "Temperature tuning of the optical properties of planar photonic crystal microcavities" SPIE Photonics Europe, 26-30 avril 2004, Strasbourg, France, exposé oral.

L.A. Dunbar, D. Leuenberger, B. Lombardet, **B. Wild**, R. Ferrini, R. Houdré, and M. Ilegems, "Planar photonic crystals: a new material for integrated photonic devices", Swiss Physical Society (SPS) Annual Meeting, Neuchâtel, Suisse, 3-4 mars 2004, exposé invité.

J. Martz, L. Zuppiroli, F. Nüesch, **B. Wild**, B. Lombardet, L.A. Dunbar, R. Ferrini, R. Houdré, M. Ilegems, and F. Robin, "Infiltration of planar photonic crystals with liquid crystals", Swiss Physical Society (SPS) Annual Meeting, Neuchâtel, Switzerland, 3-4 mars 2004, exposé invité.

**B. Wild**, R. Ferrini, and R. Houdré, "Temperature tuning of optical properties of planar photonic crystal microcavities", Swiss Physical Society (SPS) Annual Meeting, Neuchâtel, Switzerland, 3-4 mars 2004, poster.

**Année 2003**

R. Houdré, R. Ferrini, L.A. Dunbar, D. Leuenberger, B. Lombardet, **B. Wild**, and M. Ilegems, "Planar photonic crystals: a new material for integrated photonic devices", International Conference on Advanced Materials and Devices (ICAMD), Jeju, Corée, 10-12 décembre 2003, exposé oral.

**Année 2002**

**B. Wild**, R. Ferrini, B. Lombardet, R. Houdré "Two-dimensional photonic crystals in III-V semiconductor slab waveguides: optical properties and losses" Workshop and EOS Topical meeting on "Two dimensional Photonic crystals", August 25-30, 2002, Monte Verità, Ascona, Suisse, poster.

R. Ferrini, **B. Wild**, B. Lombardet, D. Leuenberger, R. Houdré, and H. Benisty, "Out-of-plane losses in bi-dimensional photonic crystals: analytical model and optical measurements", Fourth workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECS IV), Los Angeles, USA, 2002, poster.

# Remerciements

Je souhaite remercier les personnes suivantes qui ont rendu possible ce travail de thèse:

- Le Professeur Marc Illegems, pour m'avoir accueillie dans son laboratoire et m'avoir aidée face à des situations difficiles.
- Le projet de recherche européen *PCIC* et le projet de recherche suisse *Quantum Photonics* qui ont financé ce travail de thèse.
- Mon directeur de thèse Romuald Houdré pour m'avoir accompagné durant ces années de thèse.
- Les post-doc Rolando Ferrini, Andrea Dunbar et Nicolas LeThomas pour leur aide dans de nombreuses situations. Mes collègues David Leuenberger, Benoît Lombardet, Vasily Zabelin pour tous les petits coup de mains.
- Tous les membres du projet européen PCIC, notamment Guan-Huan Duan d'Alcatel-Thales III-V Lab, Mikaël Mulot de KTH et Jürgen Mossburger de l'université de Würzburg qui ont fabriqué les échantillons sur substrat InP étudiés dans cette thèse. Mario Agio de l'université de Pavie pour m'avoir mis en disposition son programme de FDTD et me l'avoir expliqué.
- Tous les membres des projets de recherche suisse NCCR-QP 9E et 9F, notamment Julien Martz du laboratoire LOMM pour l'infiltration des cristaux photoniques.
- Peter Langen, Joëlle Emery, Nicolas LeThomas et Pascale El-Kallassi pour la relecture de ce rapport.
- Marlèen David, Reto Joray, Joëlle et Daniel Emery, Christoph Emery, Pascal et Cibelle Dubail pour leur soutien moral.
- Mes parents pour m'avoir encouragée et pour leur confiance en moi. Mon mari, pour son soutien permanent et ma petite fille Anna Maria pour sa joie de vivre constante.



# Curriculum vitae

## Barbara Wild

Date de naissance: 8 mai 1976  
Lieu de naissance: Bonn-Duisdorf (Allemagne)  
Nationalité: allemande

## Formation

- 2002 - 2006 Thèse de doctorat à l'Ecole Polytechnique de Lausanne (EPFL)  
sur "Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux  
photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité"
- 2001 Diplôme en physique  
Travail de Diplôme sur "Mésures et caractérisation optiques des  
microcavités II/VI sur substrat CdTe et ZnSe"
- 1998 - 1999 Maîtrise de Physique à l'université Joseph Fourier, Grenoble  
(France) dans le cadre du programme européen Erasmus/Socrates
- 1995 - 2001 Etude de Physique (Diplôme) à Bayerische Julius-Maximilians  
Universität Würzburg
- 1995 Baccalauréat au Helmholtz-Gymnasium, Bonn-Duisdorf (Allemagne)