

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI
CONSTANTINE**

**FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

MEMOIRE

Présenté en vue d'obtention du diplôme de magister

OPTION : OPTIQUE

Présenté par:

BENDJELLOUL Rahima

Thème

**Etude du couplage dans les guides d'onde à cristaux
photoniques**

Devant le jury:

Président	Mme F. HOBAR	Prof.	Université Mentouri de Constantine
Rapporteur	Mme T. BOUMAZA	Prof.	Université Mentouri de Constantine
Examineurs	Mme S. BOUHADJA	M.C.	Université Mentouri de Constantine
	Mr M. BOUCHEMAT	Prof.	Université Mentouri de Constantine

Soutenu le 11 Novembre 2009

Remerciements

Ce travail a été effectué à la Faculté des Sciences de l'ingénieur de l'Université Mentouri de Constantine, au sein du laboratoire Microsystème et Instrumentation, Département d'Electronique. Je tiens à remercier tout d'abord Madame Touraya Boumaza, Professeur à l'Université Mentouri de Constantine, pour m'avoir accueillie dans ce laboratoire et assurer l'encadrement de ce mémoire.

Je remercie Madame Farida Hobar, Professeur à l'Université Mentouri de Constantine de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance ainsi que Madame Samia Bouhadja, Maître de conférence à l'Université Mentouri de Constantine, pour avoir accepté la tâche d'examineur et de juger mon travail. Je remercie chaleureusement Monsieur Mohamed Bouchemat, Professeur à l'Université Mentouri de Constantine, d'être membre du jury.

Je remercie également Ahlem Benmerkhi et Faïda Bougriou pour leur aide précieuse et leur disponibilité pour m'avoir initié quant au simulateur utilisé.

Un grand merci à Sabah Benzeghda, pour sa présence, ses conversations enrichissantes et ses éclaircissements sur de nombreux sujets.

Merci à toutes mes amies qui m'ont soutenue et encouragée surtout pendant la rédaction et les jours précédents la soutenance : Noucha, Maria, Meriem, Imene, Hanene, Abba.

Je tiens à remercier tout particulièrement ceux qui me sont très chers : mes parents, mes sœurs, mon frère. Merci du fond du cœur pour votre confiance, votre soutien, votre amour, et surtout votre patience.

Enfin, j'exprime ma dernière pensée à Ghani pour m'avoir apporté le soutien et la bonne humeur dont j'avais tant besoin pour effectuer ce travail.

Table des matières

Introduction générale	1
1. Généralités sur les cristaux photoniques et outils de simulation	4
1.1 Généralités sur les cristaux photoniques	5
1.1.1 Analogie électron- photon	5
1.1.2 Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel	7
1.1.2.1 Ouverture d'une bande interdite	7
1.1.2.2 Bande interdite complète	9
1.1.2.3 Vitesse de phase et vitesse de groupe	9
1.1.3 Cristaux photoniques bidimensionnels	10
1.1.3.1 Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin	12
1.1.4 Cristaux photoniques tridimensionnels	13
1.1.5 Diagramme de bandes	15
1.1.6 Carte des bandes interdites	17
1.1.7 Cristaux photoniques planaires	17
1.1.7.1 Cône de lumière	18
1.1.7.2 Approche membrane ou substrat	19
1.1.7.2.1 Approche substrat	19
1.1.7.2.2 Approche membrane	20
1.1.8 Défauts dans les cristaux photoniques infinis	20
1.2 Outils de simulation	23
1.2.1 La méthode des ondes planes	23
1.2.2 La méthode FDTD	23
1.2.3 La décomposition en modes propres	24
1.3 Conclusion	24
2. Couplage dans les guides à cristaux photoniques	26
2.1 Mécanisme de guidage dans les guides d'onde	27
2.1.1 Guide diélectrique	27
2.1.2 Guide à cristal photonique	28
2.2 Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique	29
2.2.1 Tapres à cristaux photoniques	29
2.2.1.1 Variation du rayon des trous	30
2.2.1.2 Inclinaison du réseau de trous	30
2.2.1.3 Omission de certains trous	31
2.2.2 Pertes de couplage	32
2.2.3 Technique de couplage utilisée	33
2.3 Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées	34
2.3.1 Guide à cavités couplées	34
2.3.2 Principe de fonctionnement	35
2.3.3 Technique de couplage utilisée	36

2.4 Simulateurs Fimmwave- Fimmprop	37
2.4.1 La fenêtre principale de Fimmwave	37
2.4.1.1 L'arbre de projets	37
2.4.2 Fimmprop	38
2.4.2.1 Layout	38
2.4.2.2 Fimmprop Scanner	39
2.4.3 Visualisation du profil du champ	40
2.5 Conclusion	40
3. Résultats et interprétations	42
3.1 Structure d'étude	43
3.2 Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique	44
3.2.1 Couplage bout à bout	45
3.2.1.1 Les deux guides ont des largeurs égales	45
3.2.1.2 Les deux guides ont des largeurs différentes	45
3.2.2 Couplage par l'intermédiaire d'un taper	46
3.2.2.1 Cas d'un taper court	46
3.2.2.1.1 Taper sans défauts	46
3.2.2.1.2 Taper avec défauts	47
3.2.2.2 Influence de la géométrie du taper	49
3.2.2.2.1 Taper sans défauts	49
3.2.2.2.2 Taper sans défauts	50
3.2.2.3 Cas d'un guide diélectrique plus large	54
3.3 Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées	57
3.3.1 Couplage bout à bout	57
3.3.2 Couplage par l'intermédiaire d'un taper	58
3.4 Validation	60
3.5 Conclusion	61
Conclusion générale	63
Bibliographie	65

Introduction générale

Au cours des dernières années, l'accroissement du volume des données échangées dans les télécommunications a entraîné le développement de réseaux de télécommunications à très haut débit, basés sur les fibres optiques. Ces réseaux permettent de véhiculer la lumière, et donc l'information, sur de longues distances. Cependant, au niveau local, c'est-à-dire au niveau de la communication inter- et intra- puces, le transport de l'information se fait toujours via des interconnexions métalliques. En raison de la demande sans cesse croissante d'une plus grande bande passante, et parallèlement la nécessité d'une intégration plus dense des composants engendre une forte promiscuité de toutes ces interconnexions altérant ainsi les performances des réseaux optiques.

Dans un tel cadre, la solution pourrait résider dans le développement d'interconnexions optiques comme alternative aux interconnexions métalliques. Les composants optiques doivent pouvoir réaliser les mêmes fonctionnalités que les composants électroniques, en étant les plus compacts possibles. Des circuits optiques existent déjà mais sont de l'ordre du millimètre, ils restent donc encombrants et peu favorables. Les cristaux photoniques (CP), encore appelés matériaux à bandes interdites photoniques (BIP) apparaissent alors comme des candidats prometteurs pour la réalisation d'interconnexions optiques puisqu'ils permettent de manipuler la lumière à une échelle sub- micronique.

La notion de "cristaux photoniques" a été proposée pour la première fois en 1987. Le premier cristal photonique a été réalisé en 1991. Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde 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 des bandes d'énergie permises et des bandes d'énergie interdites pour les électrons, il apparaît des bandes photoniques permises et des bandes photoniques interdites pour les photons dans les cristaux photoniques. Une bande photonique correspond à un mode qui se propage dans le cristal photonique. Une bande interdite photonique correspond à un intervalle de fréquence où la propagation de la lumière est interdite dans certaines directions du cristal photonique.

Ces structures sont actuellement la source de nombreuses expériences en optique telles que l'inhibition de l'émission spontanée, les miroirs omnidirectionnels à haute réflectivité ainsi que des guides d'ondes à faibles pertes ou encore des propriétés originales de réfraction de la lumière tels que l'auto-collimation ou la réfraction négative,... Les cristaux photoniques permettent déjà le contrôle et la manipulation de la lumière en vue d'applications aux télécommunications optiques. Les cristaux à deux dimensions (2D) ont en effet atteint le niveau de maturité nécessaire quant à d'éventuelles applications. La fabrication de cristaux photoniques à trois dimensions (3D) est encore au stade de la recherche, alors que ces cristaux existent déjà dans la nature (les opales, les ailes des papillons,...).

Ainsi, le but de ce travail est l'étude du couplage dans les guides à cristaux photoniques à base de structures bidimensionnelles afin de minimiser les pertes de couplage entre les cristaux photoniques et le monde extérieur.

Ce mémoire comporte trois chapitres :

Le premier introduira les notions de base quant aux cristaux photoniques. Nous verrons d'abord l'analogie qui existe entre les électrons et les photons. Nous présenterons ensuite les différents types de cristaux et le phénomène d'ouverture de bande interdite, nous détaillerons le cas des cristaux bidimensionnels. Nous rappellerons à la fin les différentes méthodes numériques permettant la simulation des propriétés de ces cristaux.

Le deuxième chapitre s'intéressera aux problèmes de couplage. Nous verrons deux types de couplage : couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique, et couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Nous détaillerons tout d'abord la technique de couplage utilisée pour améliorer le couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique. Nous présenterons ensuite la technique proposée pour améliorer le couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Enfin, nous décrirons l'outil de simulation utilisé pour effectuer ce travail.

Dans le troisième chapitre, nous discuterons les résultats obtenus. Dans un premier temps nous montrerons que l'utilisation d'une transition comprenant un défaut judicieusement placé permet d'améliorer le couplage entre un guide diélectrique et un guide à cristal photonique. Par la suite, nous analyserons le couplage entre un guide à cristal photonique et un guide à cavités couplées. Dans ce cas aussi, l'utilisation d'une transition correctement conçue optimise le couplage.

Enfin, nous achèverons ce document par une conclusion générale.

Chapitre 1

Généralités sur les cristaux photoniques et outils de simulation

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois directions de l'espace (figure 1.1). Cette variation périodique de l'indice optique suivant les différentes directions entraîne l'apparition de gammes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans la structure. C'est l'analogie entre la propagation d'une onde électromagnétique dans ces milieux et la propagation des électrons dans un cristal atomique qui a mené à l'appellation de ces bandes de fréquences, bandes interdites photoniques (BIP) (Joa95).

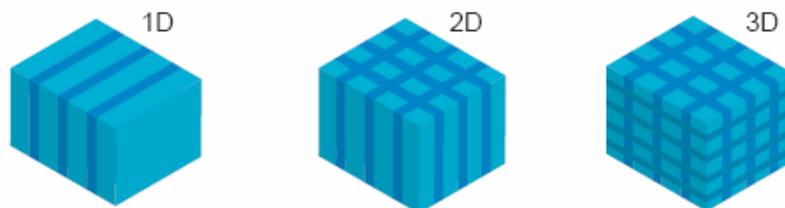


Figure 1.1 : Représentation schématique de cristaux photoniques unidimensionnel (1D), bidimensionnel (2D) et tridimensionnel (3D).

La propriété de « gap » ou « bande interdite photonique » a été initialement montrée par Lord Rayleigh en 1887 dans les structures de type miroir de Bragg. La généralisation du concept à deux et trois dimensions a été initié en 1987 par Roland Zengerle (Zen87), Eli

Yablonovitch (Yab87) et Sajeev John (Joh87) dans le but de contrôler l'émission spontanée de la lumière.

Ce chapitre offre une introduction générale à l'étude des cristaux photoniques. Nous débuterons cette étude par l'analogie qui existe entre l'équation de Schrödinger pour un électron dans un potentiel cristallin et l'équation de propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique. Nous étudierons le phénomène d'ouverture de bandes interdites photoniques et les différents types de cristaux photoniques. Nous terminerons par une présentation des méthodes numériques les plus utilisées pour déterminer les caractéristiques des cristaux photoniques.

1.1 Généralités sur les cristaux photoniques :

1.1.1 Analogie électron- photon :

L'analogie électron- photon découle de la similitude entre l'équation de Schrödinger, régissant la propagation des électrons dans un matériau caractérisé par un potentiel périodique, et les équations de Maxwell utilisées pour décrire la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau caractérisé par sa constante diélectrique périodique ε . Mais avant de citer les similitudes existant entre ces deux équations, nous établissons la relation de Helmholtz dérivée des équations de Maxwell.

Dans le cas d'un milieu diélectrique, linéaire, homogène, isotrope, non magnétique, de permittivité relative $\varepsilon_r(\vec{r})$, et en l'absence de charges et de courants, les équations de Maxwell s'expriment de la manière suivante (Sak01):

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad (1.4)$$

Où $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{H}(\vec{r}, t)$ désignent respectivement les champs électrique et magnétique, ε_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide, r et t représentent les dépendances spatiales et temporelles.

En éliminant \vec{H} dans les équations (1.1) et (1.2) :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t)) \quad (1.5)$$

On obtient:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r}) \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

La recherche de solutions harmoniques $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{j\omega t}$ et $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{j\omega t}$ aboutit à :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.7)$$

On sait que :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) - \Delta \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.8)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r})) = 0$$

On aura donc :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad (1.9)$$

C'est l'équation de propagation (équation de Helmholtz) pour le champ électrique,

$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}}$ la vitesse de la lumière dans le vide.

ω : Pulsation.

L'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde ψ d'un électron dans un potentiel V s'écrit :

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (U - V(\vec{r})) \psi(\vec{r}) \quad (1.10)$$

Où U est l'énergie de l'électron, m sa masse.

Dans ce cas, l'équation de la fonction d'onde d'un électron de masse m dans un potentiel V (équation (1.10)) est analogue à l'équation d'onde électromagnétique dans un milieu caractérisé par sa constante diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ (équation (1.9)).

Les équations (1.9) et (1.10) sont deux équations aux valeurs propres. L'équation (1.9) définit les valeurs possibles de la fréquence d'une onde se propageant dans le matériau en l'absence d'excitation extérieure et les amplitudes des champs associés, l'équation (1.10) définit les valeurs possibles de l'énergie d'un électron se propageant librement dans un potentiel et les fonctions d'onde associées. L'énergie U de l'électron et la fréquence ω de l'onde électromagnétique sont les valeurs propres, dictées respectivement par le potentiel et la constante diélectrique. De cette similitude, découlent des propriétés analogues pour les deux

systèmes. Ainsi, de la même manière que la périodicité du potentiel cristallin d'un semi-conducteur entraîne l'apparition de bandes interdites en énergie pour les électrons, la périodicité de la constante diélectrique d'un cristal photonique est à l'origine de domaines de fréquences pour lesquels le cristal ne supporte pas de mode électromagnétique, autrement dit, pour lesquels la lumière ne peut se propager dans la structure.

D'autre part, de même qu'en dopant un semi-conducteur en ajoutant des impuretés, on rompt la périodicité du potentiel et on peut faire apparaître des niveaux d'énergie permis dans la bande interdite. De même en introduisant un défaut dans la périodicité d'un cristal photonique, on peut faire apparaître un mode localisé dans la bande interdite, c'est-à-dire une fréquence de propagation permise dans la bande interdite photonique (Fil01, Ben08).

1.1.2 Le miroir de Bragg, un cristal photonique unidimensionnel :

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. Cette structure porte le nom de miroir de Bragg (Wil06, Joa08).

Ce paragraphe illustre l'apparition de bandes interdites photoniques dans les cristaux photoniques avec l'exemple du miroir de Bragg. Pour ce faire, considérons un miroir comportant deux types de couches de largeur et de permittivité (a_1, ε_1) et (a_2, ε_2) . Prenons $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ et appelons a la période de l'empilement (figure 1.2.a). Supposons qu'une onde plane électromagnétique arrive en incidence normale aux couches et essayons de déterminer sa propagation dans le miroir. Suivant la valeur de sa longueur d'onde λ par rapport à la période de l'empilement, on peut distinguer trois domaines différents (Ber08).

$\lambda \ll a$: L'onde se propage dans une succession de milieux, la transmission aux interfaces peut être approchée par les formules de Fresnel.

$\lambda \gg a$: L'onde est peu affectée par la structuration et se propage comme dans un matériau homogène de permittivité moyenne ε_{moy} .

$\lambda \approx a$: L'onde est fortement perturbée par la périodicité du milieu. La propagation de la lumière nécessite une étude électromagnétique plus complexe que dans les cas précédents.

1.1.2.1 Ouverture d'une bande interdite :

Prenons une onde plane électromagnétique de vecteur d'onde k selon la direction de l'empilement. L'onde va se réfléchir à chaque interface de cellule périodique élémentaire pour

donner une onde de vecteur d'onde $-k$ (figure 1.2.b). Le déphasage $\Delta\varphi$ entre deux ondes réfléchies séparées par une cellule élémentaire de la structure périodique est $2ak$. Pour $k = \pi/a$ (En bord de zone de Brillouin), les ondes réfléchies interfèrent constructivement. Les ondes propagatives et réfléchies de même énergie ω_0 ainsi couplées par le milieu donnent naissance à deux ondes stationnaires de fréquences distinctes ω_1 et ω_2 .

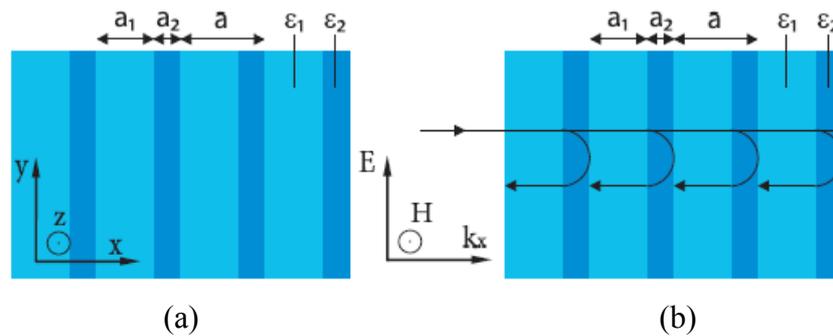


Figure 1.2 : (a) Représentation schématique d'un miroir de Bragg constitué de 2 types de couches de permittivité ϵ_1 et ϵ_2 . La maille du cristal est $a = a_1 + a_2$. (b) Schémas des réflexions sur les mailles successives.

La dégénérescence des fréquences ouvre une bande interdite photonique $\Delta\omega$ entre ω_1 et ω_2 (figure 1.3). Cette bande est d'autant plus étroite que le contraste d'indice de réfraction entre les couches est faible, mais existe dès que $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$. Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ($n_1 a_1 = n_2 a_2$), la largeur $\Delta\omega$ de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice, elle peut être approchée par :

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left(\frac{|n_1 - n_2|}{n_1 + n_2} \right) \quad (1.11)$$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques (Lou03), avec $n = \sqrt{\epsilon}$.

De part et d'autre de la bande interdite, les modes optiques propres de la structure sont stationnaires: la puissance du mode de fréquence ω_1 se concentre dans le matériau de fort indice, tandis que celle du mode de fréquence ω_2 se concentre dans le matériau de faible indice. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par bande diélectrique et bande d'air.

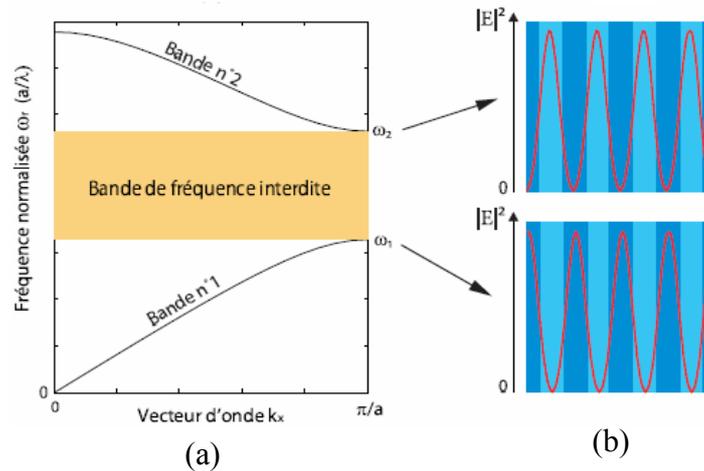


Figure 1.3 : (a) Relation de dispersion d'un miroir de Bragg ($a_1 = a_2, \varepsilon_1 = 1, \varepsilon_2 = 11$) pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux couches. (b) Allure du champ électrique $|E|^2$ pour $k_x = \pi/a$ à l'intérieur des couches.

1.1.2.2 Bande interdite complète :

Une bande interdite photonique d'un cristal est dite complète (ou totale) lorsque, pour le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode électromagnétique de propagation; c'est-à-dire qu'une onde dont la fréquence est dans la bande interdite totale ne peut pas se propager dans le cristal quelle que soit sa polarisation et sa direction de propagation.

Seule une structure dont l'indice est périodique dans les trois directions de l'espace est susceptible de posséder des bandes interdites complètes. Mais souvent, le caractère total d'une bande interdite s'entend par rapport au nombre de directions de périodicité que le cristal possède. Ainsi, pour un cristal à deux dimensions une bande est dite complète si, dans le domaine de fréquences considéré, le cristal ne supporte aucun mode pour une propagation dans le plan perpendiculaire aux tiges. Un cristal à une dimension possède une bande interdite pour une propagation dans la direction de périodicité si quelle que soit la fréquence considérée, il est impossible de trouver un mode supporté par la structure.

1.1.2.3 Vitesse de phase et vitesse de groupe :

Considérons une onde plane monochromatique de pulsation ω et de vecteur d'onde \vec{k} dans un milieu unidimensionnel. Sa vitesse de phase v_ϕ correspond à la vitesse à laquelle la phase de l'onde se propage dans l'espace, elle s'exprime par la relation suivante :

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k} \quad (1.12)$$

On sait que n'importe quelle onde peut être décomposée en une somme d'ondes planes monochromatiques. Considérons maintenant un paquet d'ondes planes dont le spectre est étroit et centré sur la pulsation ω_0 et soit \vec{k}_0 le vecteur d'onde correspondant à cette pulsation. La vitesse de groupe du paquet d'ondes correspond en première approximation à la vitesse de propagation de ses maxima en amplitude. Cette vitesse correspond à la vitesse de propagation de l'énergie lumineuse et peut s'écrire dans le cas 1D :

$$v_g = \left(\frac{d\omega}{dk} \right)_{k=k_0} \quad (1.13)$$

De manière plus générale, dans les milieux périodiques non absorbants, la vitesse de groupe peut être définie par la relation suivante (Yeh79) :

$$\vec{v}_g = \overrightarrow{\text{grad}}_k(\omega) \quad (1.14)$$

1.1.3 Cristaux photoniques bidimensionnels :

La périodicité des miroirs de Bragg permet d'ouvrir une bande de fréquence interdite dans des directions proches de celle de l'empilement. Du point de vue de l'optique intégrée, il serait très intéressant de pouvoir confiner la lumière dans les autres directions de l'espace. Pour se faire, les cristaux photoniques 2D et 3D ont été imaginés.

A deux dimensions, les cristaux photoniques sont composés d'un réseau périodique de piliers de diélectrique dans l'air ou de trous d'air percés dans un diélectrique. Les deux réseaux les plus courants pour l'organisation des piliers (ou des trous) sont le réseau carré et le réseau triangulaire (figure 1.4) (Nee06).

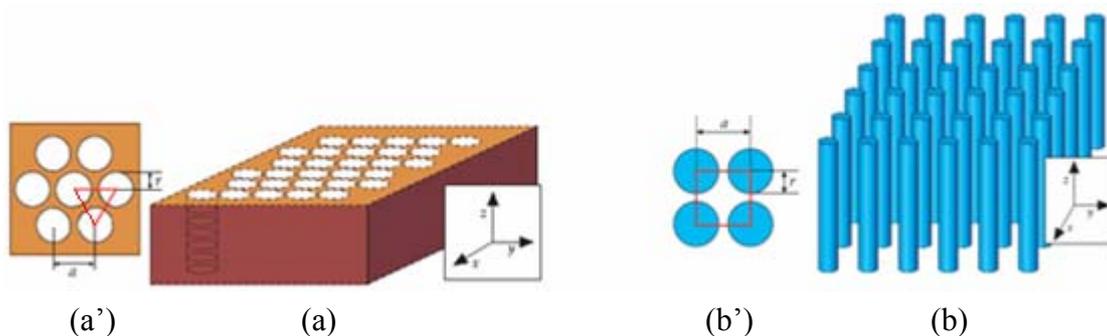


Figure 1.4 : Cristal photonique bidimensionnel de, (a) réseau triangulaire de trous d'air, (b) réseau carré de tiges diélectriques. (a') et (b') montrent les vues de haut des deux réseaux. a est le pas du réseau. r est le rayon des trous et des tiges dans (a) et (b) respectivement. La cellule élémentaire est représentée en rouge. La structure est homogène selon z et périodique suivant x et y .

Les propriétés géométriques élémentaires des réseaux bidimensionnels carré et triangulaires de trous circulaires sont résumées dans le tableau 1-1. Le facteur de remplissage f désigne le rapport entre l'aire occupée par le motif et l'aire de la maille élémentaire du réseau.

	Réseau carré	Réseau triangulaire
Vecteurs directs (a_1, a_2)	$a_1 = (1,0)$ $a_2 = (0,1)$	$a_1 = (1,0)$ $a_2 = (\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$
Vecteurs réciproques (b_1, b_2)	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1,0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0,1)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -\frac{1}{\sqrt{3}})$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, \frac{2}{\sqrt{3}})$
Facteur de remplissage	$f = \pi \frac{r^2}{a^2}$	$f = \pi \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{r^2}{a^2}$

Tableau 1.1 : Caractéristiques géométriques principales des réseaux bidimensionnels carré et triangulaire.

Dans le cas de réseaux bidimensionnels, il faut considérer deux directions de propagation au lieu d'une seule pour les unidimensionnels. En effet, selon que l'on considère la polarisation Transverse Electrique (TE) lorsque le champ magnétique est parallèle à l'axe des trous (des tiges), ou Transverse Magnétique (TM) lorsque le champ électrique est parallèle à l'axe des trous (des tiges) (figure 1.5), les bandes énergétiques permises ou interdites seront différentes. Il existe donc une bande interdite TE et une bande interdite TM. On peut par exemple montrer qu'une structure constituée d'un réseau triangulaire de cylindres de permittivité élevée plongé dans une matrice de permittivité plus faible conduit à l'apparition d'une large bande interdite photonique pour la polarisation TM. Lorsque les bandes interdites photoniques pour les polarisation TE et TM se recouvrent, on parle alors de bande interdite complète. Un cristal photonique peut également présenter une bande interdite pour l'une des polarisations mais pas pour l'autre.



Figure 1.5 : Décomposition du champ électromagnétique suivant ses deux polarisations TE et TM.

1.1.3.1 Réseaux directs, réciproques et zones de Brillouin :

Beaucoup de propriétés des cristaux photoniques (CPs) sont directement compréhensibles par l'étude de leur diagramme de bandes. Pour les étudier, on utilise les notions de réseau réciproque et de zones de Brillouin. Le réseau réciproque d'un CP 2D est défini à partir du réseau réel par la relation suivante :

$$a_i \cdot b_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (1.15)$$

Où les a_i et b_j sont les vecteurs des réseaux réel et réciproques. δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 0 & \text{si } i \neq k \\ 1 & \text{si } i = k \end{cases}$$

Les zones de Brillouin (ZB) sont des régions qui partitionnent l'espace réciproque associé au cristal. Il en existe une infinité et peuvent être définies à l'aide des plans de Bragg qui sont les plans médiateurs de l'ensemble des vecteurs formés par des combinaisons linéaires des vecteurs du réseau réciproque.

La définition de la nième zone de Brillouin est la suivante : ensemble des points pouvant être atteint depuis l'origine en croisant $n - 1$ plans de Bragg (figure 1.6).

On appelle zone de Brillouin irréductible la plus petite surface qui permet de déduire la relation de dispersion dans tout l'espace réciproque. Elle correspond à la plus petite surface qui peut être utilisée pour reconstruire la première zone de Brillouin (ZB) en utilisant les symétries du réseau réciproque.

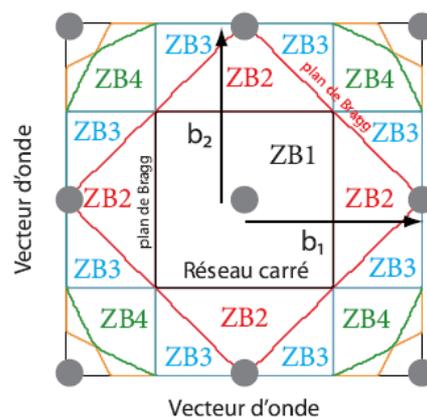


Figure 1.6 : Premières zones de Brillouin (ZB) d'un réseau carré. Les plans de Bragg sont tracés en différentes couleurs. La ZB n°3 est atteinte en traversant 2 plans de Bragg (droite noire puis droite rouge).

La figure (1.7) donne une représentation graphique des réseaux réciproques, de la première ZB et de la ZB irréductible pour les réseaux 2D carré et triangulaire. Pour le réseau carré la première zone de Brillouin est un carré (LMNO) dont le centre est le point Γ de coordonnées(0,0). La zone de Brillouin irréductible est alors un triangle communément appelé (Γ XM) dont la surface est 1/8 de celle de la première zone de Brillouin. Dans le cas du réseau triangulaire, La première ZB est un hexagone (ABKCDE) et sa ZB irréductible est un triangle (Γ MK) dont la surface est 1/12 de celle de la première ZB.

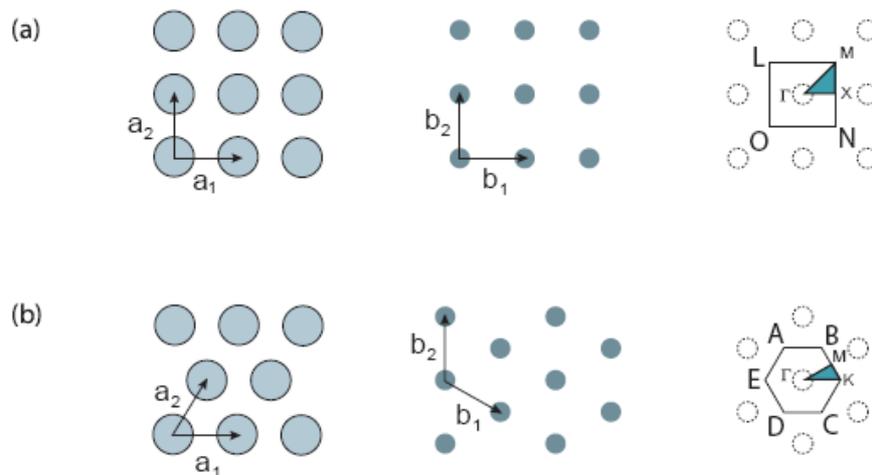


Figure 1.7 : Réseau réel, réciproque, première zone de Brillouin et zone de Brillouin irréductible pour les réseaux 2D (a) carré et (b) triangulaire.

1.1.4 Cristaux photoniques tridimensionnels :

L'utilisation de cristaux photoniques tridimensionnels est nécessaire pour obtenir une bande interdite dans toutes les directions de l'espace. Un nombre conséquent de travaux ont été réalisés sur les différentes structures géométriques possibles et leur fabrication.

Les CPs 3D existent dans la nature depuis très longtemps, citons par exemple l'opale ; c'est une roche constituée de micro-billes de silice réparties selon un arrangement régulier dans les trois dimensions de l'espace (figure 1.8.a). On peut trouver dans la nature d'autres exemples comme celui des ailes de papillon *Princeps nireus* dont les magnifiques reflets bleu-vert sont dus à l'interaction entre la lumière ambiante et la microstructuration naturelle des ailes (figure 1.8.b).

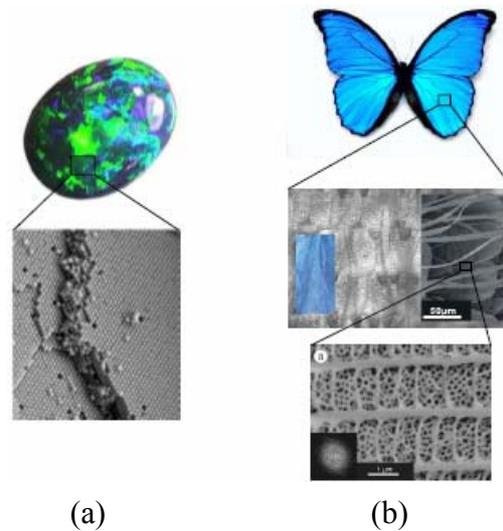


Figure 1.8 : Exemples de cristaux photoniques naturels, (a) les opales, (b) les papillons nommés *Princeps nireus*.

La Yablonovite est un des premiers cristaux photoniques tridimensionnels fabriqués. Elle a été réalisée en 1993 par E. Yablonovitch (Yab93) en perçant des trous selon des angles bien choisis dans un bloc de plexiglas ($n = 3.6$) (figure 1.9.a).

D'autres structures autorisent l'apparition d'une bande interdite totale, notamment la structure dite en tas de bois (Lin98) qui consiste à empiler des réseaux 1D, en tournant de 90° et en décalant d'une demi période deux réseaux successifs (figure 1.9.b).

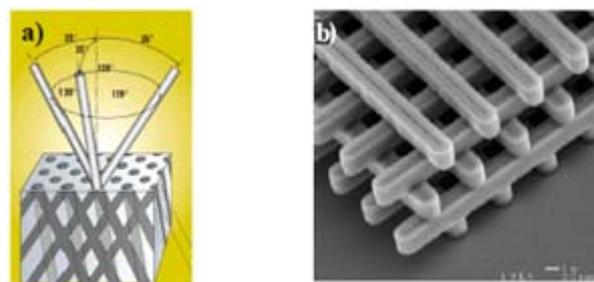


Figure 1.9 : (a) Représentation schématique de la Yablonovite, (b) Image MEB d'un CP3D « tas de bois ».

Une autre catégorie de CP 3D, basée sur l'organisation d'atomes sphériques, a aussi été beaucoup étudiée. Il s'agit des structures en opales et opales inversées (figure 1.10). Les opales classiques sont obtenues chimiquement par auto-organisation des sphères. La structure inverse est fabriquée à partir de la structure classique par infiltration de matière entre les sphères. Ces sphères peuvent même être remplacées par de l'air en utilisant une gravure

chimique. On obtient ainsi une matrice inversée de fort indice dans de l'air. Les opales ont été étudiées notamment pour contrôler l'émission spontanée, ce qui était une des motivations originelles de l'étude des cristaux photoniques.

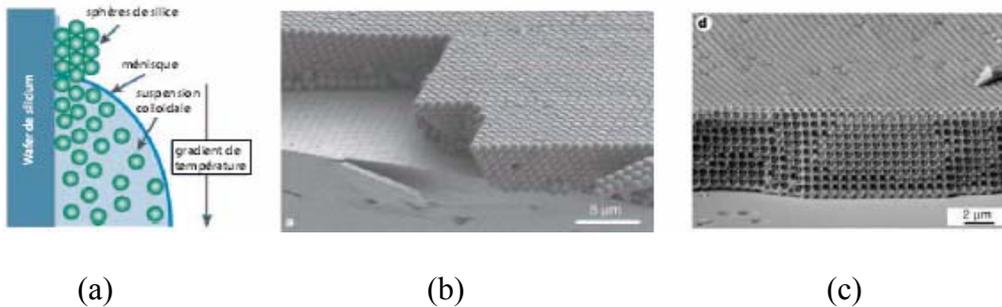


Figure 1.10 : (a) Etapes d'un procédé de fabrication d'opales, (b) Image MEB d'une opale auto-organisée, (c) Image MEB d'une opale inversée.

1.1.5 Diagramme de bandes :

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

De la même manière que pour le champ électrique (§1.1.1 équation 1.9), l'équation d'onde pour le champ magnétique s'écrit :

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.16)$$

Du fait de la périodicité de $\varepsilon(\vec{r})$ telle que $\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R})$ où \vec{R} est un vecteur du réseau réel, le champ \vec{H} peut s'écrire sous la forme d'ondes de Bloch :

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (1.17)$$

Où $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$ est une fonction périodique, de même période que la structure, et qui vérifie $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r})$, et \vec{k} , vecteur d'onde appartenant à la première zone de Brillouin du réseau réciproque. Ceci nous permet de réduire l'équation faisant apparaître \vec{H} à une équation aux valeurs propres, qui peut être résolue numériquement par les algorithmes éprouvés en physique du solide (Yoh01).

La résolution d'une telle équation pour un vecteur d'onde \vec{k} donné conduit à un ensemble discret de valeurs propres $\omega_n(\vec{k})$, fonctions du vecteur \vec{k} et distinguées par un indice de bande

entier n . Les couples $\omega_n(\vec{k})$ correspondent aux modes propres du système et leur représentation dans la première zone de Brillouin permet de définir les courbes de dispersion de la structure. Cet ensemble de courbes constitue le diagramme de bandes du cristal photonique.

Pour une structure périodique 2D, la définition du diagramme de bandes consistera à reporter les courbes de dispersion $\omega_n(\vec{k})$ représentant la variation de la fréquence des modes en fonction du module du vecteur \vec{k} le long des directions de haute symétrie : ΓM , ΓX et XM pour le réseau carré, et le long des directions de haute symétrie : ΓM , ΓK et KM pour un réseau triangulaire.

La figure (1.11) représente les diagrammes de bandes pour des cristaux photoniques bidimensionnels. Pour le réseau carré, la structure est constituée de tiges de permittivité $\varepsilon = 8.9$ plongées dans l'air ($\varepsilon = 1$), Le diamètre des tiges est égal à $0.2a$. Pour le réseau triangulaire, la structure correspond à une matrice de trous d'air ($\varepsilon = 1$) dans un matériau de permittivité $\varepsilon = 13$, Le diamètre des trous est égal à $0.48a$. Sur cette figure, on voit apparaître une bande interdite photonique en polarisation TM pour le réseau carré. Pour le réseau triangulaire, une large BIP est observée pour la polarisation TE, par contre, pour la polarisation TM le gap obtenu est réduit. En effet, un gap TE est facilement accessible avec une structure dont la matrice de haut indice est connectée et à l'inverse, une structure dont c'est le matériau de bas indice qui est connecté (des piliers dans l'air par exemple) est plus favorable à l'ouverture d'un gap TM (Joa95). Pour le réseau triangulaire, le recouvrement des deux bandes omnidirectionnelles TE et TM donne naissance à une bande interdite totale.

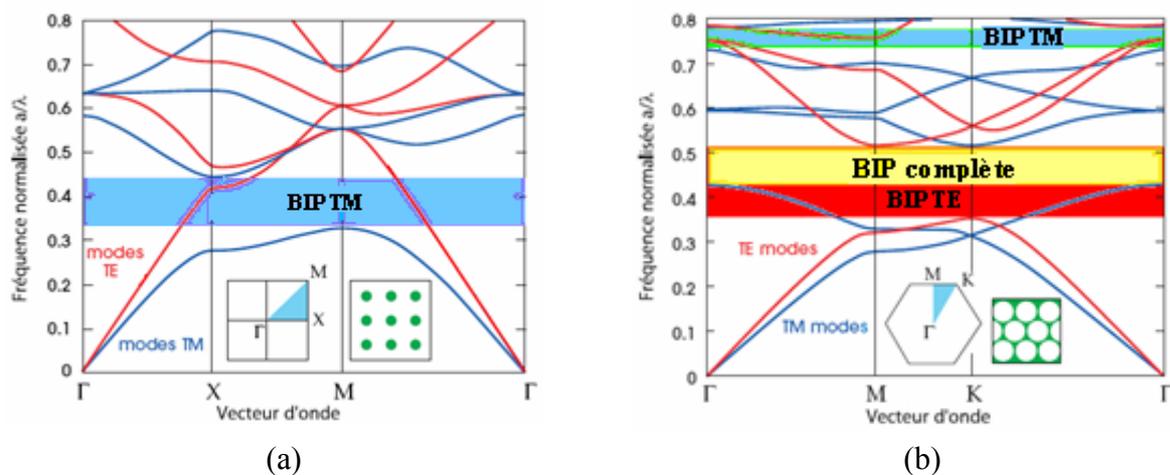


Figure 1.11 : Diagrammes de bandes de CP2Ds pour les polarisations TE (en rouge) et TM (en bleu) pour (a) réseau carré, (b) réseau triangulaire.

1.1.6 Carte des bandes interdites :

Le calcul du diagramme de bande vu précédemment nous renseigne sur les propriétés (la position et la largeur) des bandes interdites pour chaque polarisation. Cependant, deux paramètres peuvent encore être ajustés : l'indice de la matrice et le facteur de remplissage en air (ou le rapport r/a). Pour un matériau donné (donc pour un indice donné de la matrice), il est intéressant de connaître l'influence du facteur r/a sur la position et la largeur des gaps photoniques : c'est la carte des bandes interdites (Zel03). Un exemple est donné sur la figure 1.12 dans le cas d'une matrice de permittivité $\epsilon = 12.25$ de trous d'air de section circulaire de rayon r , répartis selon un réseau triangulaire. Une bande interdite s'ouvre pour $f = 0.10$ en polarisation TE et $f = 0.61$ en polarisation TM. La BIP apparaît pour des facteurs de remplissage faibles. La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM.

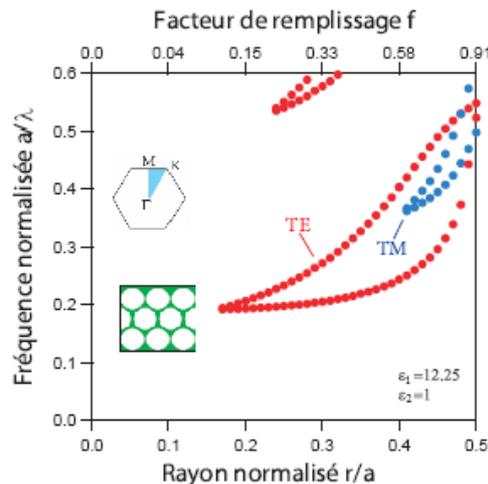


Figure 1.12 : Carte des bandes interdites d'un réseau triangulaire pour les deux polarisations.

1.1.7 Cristaux photoniques planaires:

Un cristal photonique 2D parfait est fini dans le plan de périodicité et infiniment long dans la direction perpendiculaire au plan de la périodicité. Il possède une bande interdite dans le plan de périodicité. Pour pallier leur absence de bande interdite verticale, les cristaux bidimensionnels peuvent être insérés entre des couches de matériaux ayant des indices de réfraction plus faibles. Les cristaux photoniques obtenus portent le nom de cristaux photoniques bidimensionnels planaires (CPP), souvent appelés CP 2.5D (figure 1.13). On obtient ainsi un accroissement du confinement dans la direction non périodique par un effet de réflexion interne totale. La lumière est alors confinée horizontalement par un cristal photonique bidimensionnel et verticalement par guidage réfractif. Cette solution est une

bonne alternative à l'utilisation de cristaux photoniques 3D difficiles à fabriquer. De la même manière, on peut imaginer un CP à une dimension gravé dans un guide d'onde. Ces structures sont appelées des CP 1.5D.

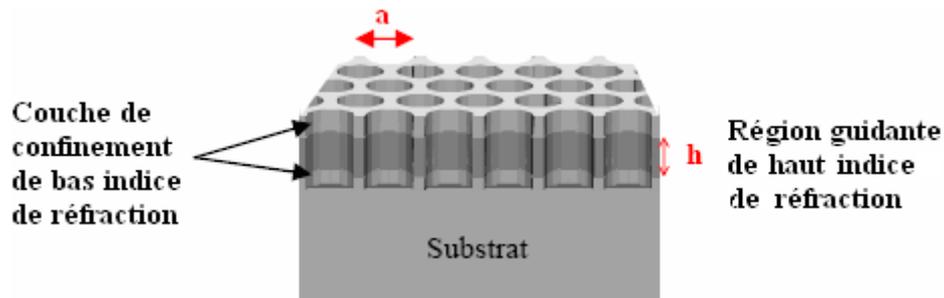


Figure 1.13 : Représentation schématique d'un cristal photonique planaire bidimensionnel de trou. Le pas du réseau est « a », « h » représente l'épaisseur de la couche guidante.

1.1.7.1 Cône de lumière :

Dans le cas de CPP, le diagramme de bande (figure 1.11) décrit dans le paragraphe (1.1.5) n'est plus correct, il est remplacé par celui de la figure 1.14. On définit alors la notion de cône de lumière, représenté en violet sur la figure, c'est la région spectrale où existe un continuum d'états radiatifs complètement délocalisés suivant la direction verticale et capables de se propager aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la structure photonique. Il est situé au-dessus de ce que l'on appelle la ligne de lumière (en noir) qui marque la limite entre les modes guidés et les modes radiatifs (Tor04).

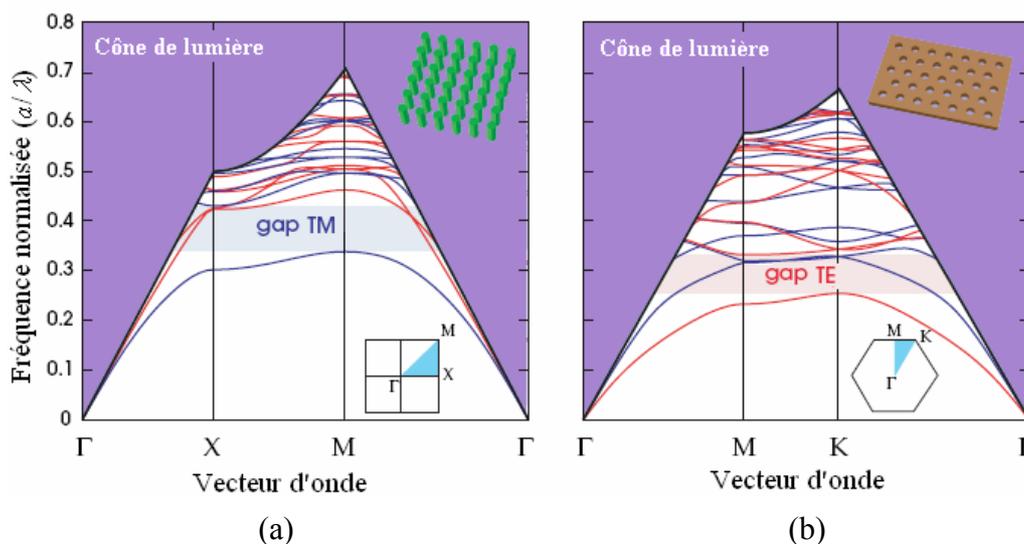


Figure 1.14 : Diagramme de bande de CPPs d'une membrane suspendue d'un (a) réseau carré de tiges dans l'air, (b) réseau triangulaire de trous.

De façon générale, nous pouvons distinguer trois types de modes dans ce genre de structure de hauteur finie :

- **Modes rayonnants** : Ce sont ceux qui se propagent dans le cristal photonique ainsi que dans le milieu extérieur. Ces modes délocalisés sont constitués des modes propres du continuum radiatif, qui ne sont pas confinés, faiblement perturbés par la présence de la membrane. Ils sont situés au-dessus du cône de lumière, ils représentent la première source de pertes intrinsèques (pertes de propagation).
- **Modes résonnants** : Aussi appelés modes quasi-guidés, fortement localisés dans le guide d'onde, mais qui ont la possibilité de se coupler aux modes rayonnés. Ils sont situés au-dessus de la ligne de lumière. Le couplage de ces modes avec les modes radiatifs est à l'origine de pertes verticales.
- **Modes guidés** : Ils sont situés sous la ligne de la lumière. Ils présentent un caractère sinusoïdal à l'intérieur de la structure et une décroissance exponentielle dans les couches de confinement. Ils ne peuvent pas se coupler aux modes radiatifs et sont théoriquement sans pertes.

1.1.7.2 Approche membrane ou substrat :

Selon le contraste d'indice Δn des matériaux utilisés, deux approches sont envisageables pour réaliser le confinement vertical et pour limiter les pertes potentielles dans la troisième direction :

1.1.7.2.1 Approche substrat :

Si la différence d'indice est faible ($n_1 \approx n_2$), la lumière sera faiblement confinée dans le guide et l'étalement du champ optique au-dessus et en dessous du guide sera important. L'épaisseur de la couche guidante doit être relativement importante (supérieure au micromètre) pour conserver un guidage monomode. Dans cette configuration nous sommes contraints de travailler la plupart du temps dans le cône de lumière et on ne peut s'affranchir des pertes intrinsèques par couplage aux modes radiatifs. Il faut donc une gravure totale de la couche guidante et d'une partie de la couche de confinement (figure 1.15.a) pour minimiser les pertes verticales, et ceci pour des tailles de trous submicroniques. Ce type de gravure est difficilement réalisable en pratique, c'est pourquoi il est préférable de se tourner vers une autre approche nécessitant un fort contraste d'indice.

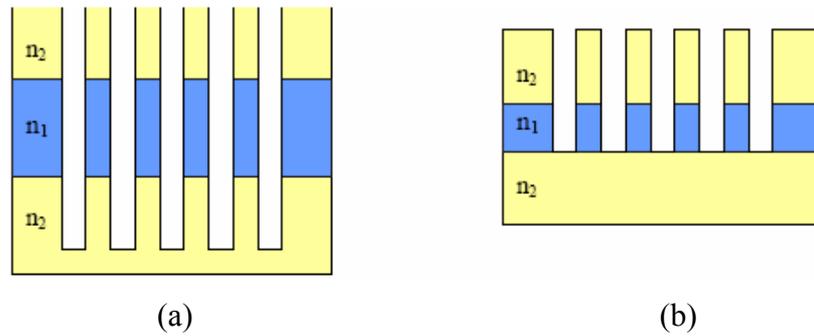


Figure 1.15 : Géométrie des deux approches avec (a) l'approche substrat où $n_2 = n_1 - \varepsilon$ et (b) l'approche membrane où $n_1 \gg n_2$.

1.1.7.2.2 Approche membrane :

Dans le cas d'un fort contraste d'indice ($n_1 \gg n_2$), le champ est fortement confiné dans le guide. L'épaisseur nécessaire de la membrane pour assurer le caractère monomode est alors de quelques centaines de nanomètres, il est donc aisé de graver les motifs sur toute l'épaisseur, il n'est pas donc nécessaire de prolonger les motifs dans le substrat (figure 1.15.b). Si la membrane est environnée d'un gap d'air, on parlera de membrane suspendue (figure 1.16.a), et si elle est reportée sur un substrat d'indice peu élevé, on parlera de membrane reportée (figure 1.16.b).

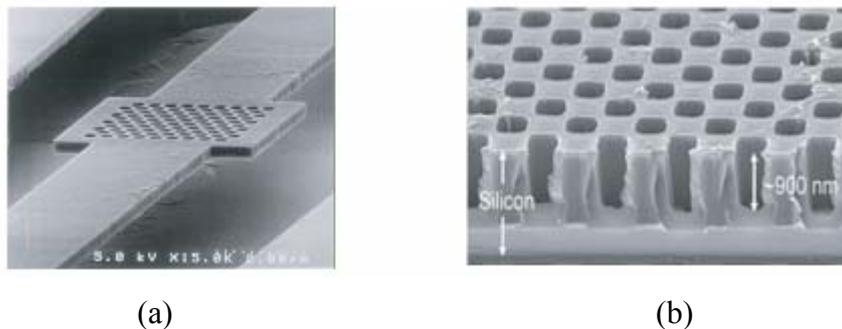


Figure 1.16 : Exemples de cristaux photoniques 2D planaires à haut contraste d'indice vertical, (a) Structure à cristal photonique en membrane suspendue sur AlGaAs. (b) Image en coupe d'un cristal sur SOI (Silicon on insulator).

1.1.8 Défauts dans les cristaux photoniques infinis :

La majorité des applications des cristaux photoniques est basée sur l'existence de la bande interdite photonique. Dans certains cas, afin de disposer d'une fréquence de propagation permise à l'intérieur d'une bande de fréquences interdites, il est nécessaire d'introduire des défauts dans la structure périodique. Ces défauts sont obtenus en modifiant localement la périodicité du cristal. Alors, de nouveaux modes permis pour le champ électromagnétique peuvent apparaître pour des fréquences se trouvant dans le gap photonique (Joa08). Un

contrôle de la propagation de la lumière au sein du cristal et à l'échelle de la longueur d'onde est alors envisageable via ces défauts. L'utilisation de ces structures ouvre notamment une voie vers une miniaturisation des composants d'optique intégrée et une amélioration de leurs performances.

Le défaut le plus simple qui peut être créé dans un cristal photonique est le défaut ponctuel. Ce type de défaut peut être réalisé en omettant un ou plusieurs trous (ou tiges) du cristal photonique. On peut aussi faire varier le rayon du trou (ou de la tige) du cristal. Si on injecte dans ce défaut un mode électromagnétique dont la fréquence est dans la bande interdite du cristal photonique, le mode se retrouve complètement confiné, vu que le matériau est réfléchissant à cette longueur d'onde (figure 1.17). Un défaut ponctuel dans un cristal photonique peut donc servir de cavité résonante puisqu'il piège la lumière dans une bande de fréquence très étroite. De ceci découlent plusieurs applications des cavités à cristaux photoniques, citons comme exemple les sources de lumière.

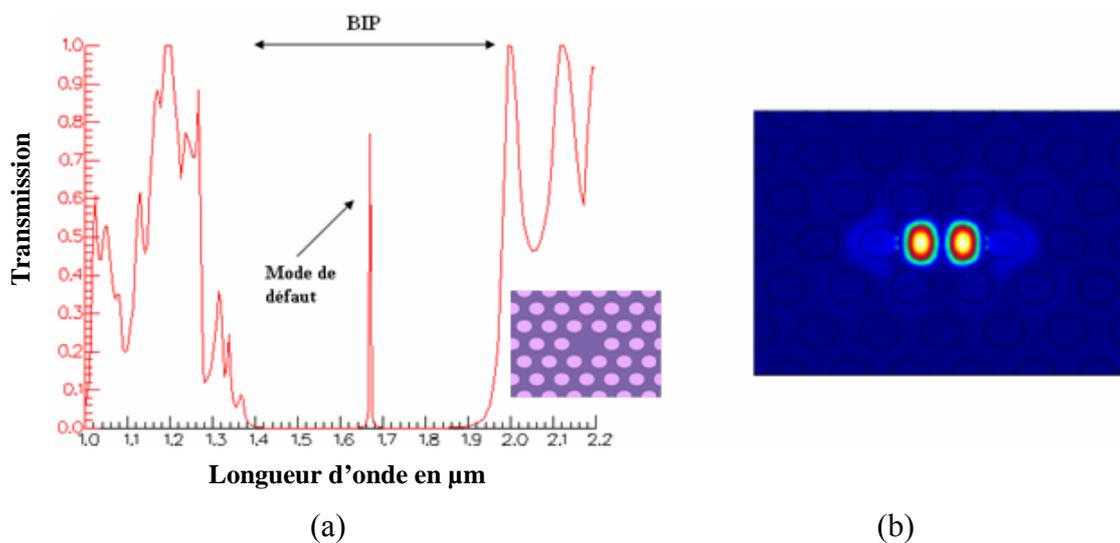


Figure 1.17 : (a) Défaut ponctuel crée par l'omission d'un seul trou d'un cristal photonique formé par un réseau triangulaire de pas $a = 0.42\mu\text{m}$ de trous d'air de rayon $R = 0.32a\mu\text{m}$ gravés dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction $n = 3.42$. (b) Intensité du champ dans la cavité pour $\lambda = 1.67\mu\text{m}$.

Si, en utilisant un défaut ponctuel, on peut confiner la lumière à l'intérieur du défaut, il est alors également possible, en créant un défaut linéaire, d'orienter la propagation de la lumière dans une direction choisie. Ce type de guides d'onde est créé à partir d'un cristal photonique en enlevant une ou plusieurs rangées de trous (ou de tiges) ou en changeant le diamètre des trous (ou des tiges) selon une ligne. Au sein de ces défauts, des modes ayant une fréquence appartenant à la bande interdite photonique peuvent exister (figure 1.18). Les guides à rangés

manquantes, orientées dans les directions de symétrie du cristal photonique, constituent une des principales catégories de guides à cristaux photoniques (Ber08).

On réalise depuis longtemps des guides d'onde à base de diélectriques : l'onde se propage dans un diélectrique d'indice assez fort, et se réfléchit totalement sur les bords, constitués d'un diélectrique d'indice plus faible. C'est le principe des fibres optiques. Contrairement à ce type de structures, les guides d'ondes basés sur les cristaux photoniques ne permettent pas des transmissions sur de grandes distances, car le confinement dans la direction verticale est moins bon, d'où des fuites par diffusion. En revanche, il est possible de réaliser par ce biais des guides beaucoup plus étroits. Puisque le confinement n'est pas lié à une réflexion directe sur les parois, mais à une réflexion progressive sur 2 à 3 rangées de trous (ou de tiges), il est possible de courber les guides, comme on peut en voir l'exemple sur la figure 1.19.

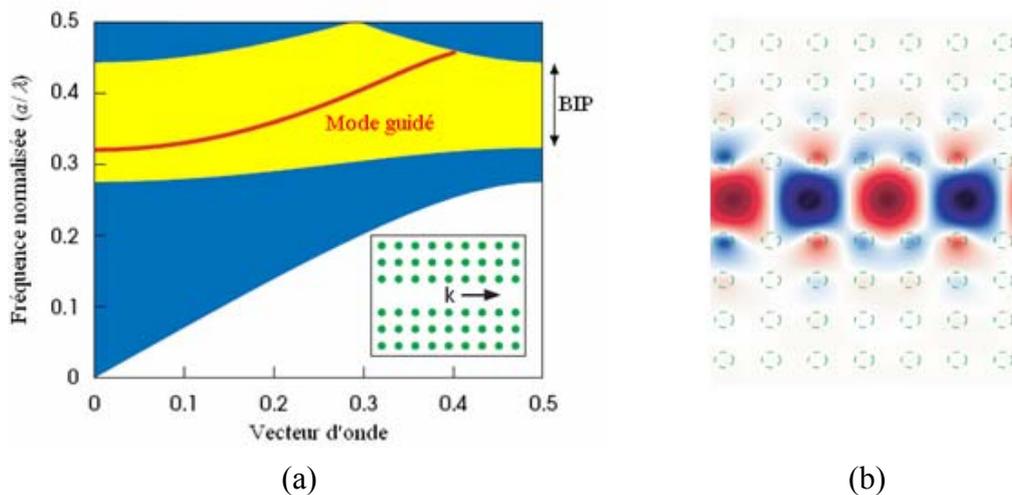


Figure 1.18 : Défaut linéaire créé par l'omission d'une rangée de tiges d'un cristal photonique bidimensionnel de réseau carré de tiges plongées dans de l'air de diamètre $d = 0.2a\mu\text{m}$ et d'indice $n = 2.98$. (a) Diagramme de bande du guide à cristal photonique, les bandes bleues montrent les bandes de transmission et la bande jaune, la bande interdite photonique. (b) Intensité du champ dans le guide en polarisation TM .

Si on recourbe l'un de ces guides sur lui-même, on obtient un anneau. Seuls quelques modes peuvent rester dans cet anneau, et il est possible d'en coupler certains avec un guide rectiligne passant à proximité. On obtient ainsi un filtre très sélectif. Il est également possible de réaliser ce type de filtre avec des cavités résonantes comme celles décrites au paragraphe précédent. On peut aussi obtenir un alignement de telles cavités (Lou04). Les modes de celles-ci se couplent entre eux, formant un guide dont la gamme de fréquences autorisées est très réduite (figure 1.19).

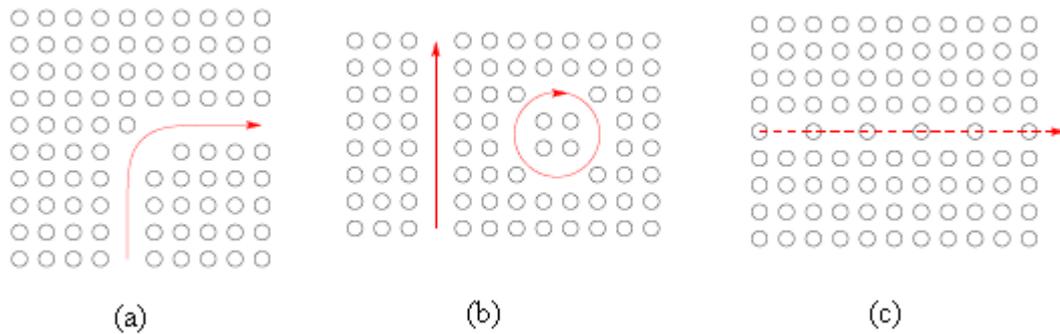


Figure 1.19 : Quelques exemples de structures guidantes, (a) guide courbé, (b) filtre, (c) guide à cavités couplées.

1.2 Outils de simulation :

Pour étudier les matériaux à bande interdite photonique, on trouve différents outils de simulation utiles pour la conception de ces structures, basés sur différentes méthodes tels que la méthode des moments, la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies dans le domaine temporel (*Finite Difference Time Domain, FDTD*), la méthode des ondes planes (*Plane Wave Expansion, PWE*), la méthode de la décomposition en modes propres (*eigenmode expansion, EME*),...

1.2.1 La méthode des ondes planes :

La technique de décomposition en ondes planes consiste à résoudre, dans l'espace fréquentiel, l'équation d'onde en développant le champ électromagnétique sur une base d'ondes planes. Cette méthode est très efficace pour calculer les diagrammes de bandes de cristaux infinis parfaitement périodiques. Elle permet de déterminer la fréquence, la polarisation, et la distribution du champ pour les modes d'une structure photonique.

En pratique, la structure est définie par une cellule et par un réseau périodique selon lequel cette cellule est reproduite pour couvrir entièrement l'espace. La cellule peut être uniquement le motif du cristal photonique pour un cristal sans défaut, mais peut aussi être de dimension plus grande (on parle alors de supercellule) dans le cas de structures non périodiques comme les guides d'onde ou les cavités (Zel03, Glu06).

1.2.2 La méthode FDTD :

La simulation par différences finies dans le domaine temporel est une méthode générale qui permet d'étudier une grande variété de systèmes. Elle a été initialement proposée par K. S. Yee en 1966. Cette technique très utilisée en électromagnétisme consiste à discrétiser les

équations de Maxwell dans l'espace et dans le domaine temporel et non dans le domaine fréquentiel, ce qui conduit à la résolution d'une équation aux différences finies par transformée de Fourier dans le temps.

Cette méthode permet non seulement de calculer les diagrammes de bandes mais aussi de simuler l'évolution temporelle du champ électromagnétique se propageant dans les structures à cristaux photoniques, ce qui permet d'avoir des informations sur de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée. Par contre, elle exige une résolution rigoureuse qui nécessite des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, ce qui oblige à réduire la taille de l'espace de travail.

1.2.3 La décomposition en modes propres :

La décomposition en modes propres est aussi une méthode qui s'applique dans le domaine fréquentiel, elle est basée sur l'expansion des champs électromagnétiques, comme dans la méthode des ondes planes, mais en utilisant un autre ensemble de fonctions de base. Dans ce cas, le cristal photonique est divisé en un nombre de couches où le profil d'indice de réfraction ne change pas dans la direction de propagation. Le champ électromagnétique dans chaque couche est écrit sous la forme d'une somme de modes propres de cette couche. Il peut être considéré comme un profil naturel du champ optique qui peut exister dans cette couche et se propage donc indéfiniment sans changer sa forme. Aux interfaces entre les couches, une matrice de diffusion est calculée en décrivant le couplage entre les modes propres des couches voisines.

Une réduction du temps de calcul par rapport à la FDTD est atteinte parce que les champs dans chaque couche sont représentés sous une forme plus compacte, plutôt que de les spécifier explicitement comme un nombre de points d'adhérence, tel qu'il est réalisé en FDTD. En outre, le temps de calcul d'une couche est indépendant de la longueur de la période. Toutefois, plusieurs simulations sont nécessaires pour analyser une certaine gamme de fréquences, car les méthodes fréquentielles ne peuvent gérer qu'une seule fréquence à la fois. On peut trouver des logiciels en libre service qui utilisent la décomposition en modes propres. Dans notre cas, nous avons utilisé un simulateur commercial : Fimmprop, de la société Photon Design®).

1.3 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions de bases associées aux cristaux photoniques. Ces matériaux, dont la constante diélectrique varie périodiquement à l'échelle de

la longueur d'onde, ont la particularité de présenter des bandes interdites photoniques qui interdisent à la lumière de se propager dans la structure. L'utilisation de cet effet de bande interdite ouvre la voie à la réalisation de nombreuses fonctions optiques telles que le guidage ou le filtrage de la lumière.

Chapitre 2

Couplage dans les guides d'onde à cristaux photoniques

Ces dernières années, une grande variété de fonctionnalités basées sur les cristaux photoniques ont été mises au point, en vue de la réalisation de circuits photoniques hautement intégrés (Joa95). Toutefois, un grand effort est encore nécessaire pour résoudre un grand nombre de problèmes et permettre ainsi, un déploiement industriel définitif des technologies à cristaux photoniques. Parmi ces difficultés réside la réduction des pertes de propagation et des pertes de couplage entre les cristaux photoniques et le monde extérieur tel que fibre optique et guide diélectrique. En effet, c'est ce type de problématique que nous allons aborder dans ce chapitre.

Il existe depuis plusieurs années des méthodes permettant d'améliorer le couplage dans les guides diélectriques, citons par exemple, le couplage par réseau de diffraction (Lar03), le couplage par prisme (Lan00), les transitions (tapers) (Lou04a). Concernant les structures BIP, quelques techniques ont été développées pour coupler directement la lumière de la fibre optique vers le guide à cristal photonique. Mais dans notre étude, nous nous sommes intéressés aux problèmes de couplage qui surviennent au cœur d'une puce optique, c'est-à-dire le couplage entre les guides conventionnels et les guides à cristaux photoniques, ainsi que le couplage dans les guides à cavités couplées.

2.1 Mécanisme de guidage dans les guides d'onde :

Comme dans le cas des guides classiques, on appellera cœur la couche guidante, et gaine la couche qui entoure le cœur.

2.1.1 Guide diélectrique :

Le principe de la réflexion totale interne, qu'on peut qualifier de guidage réfractif est à la base de la propagation des ondes lumineuses dans les guides d'onde classiques. D'après ce principe, lorsqu'un rayon lumineux passe d'un milieu à un autre d'indice de réfraction plus faible, une partie de la lumière est réfléchi et l'autre partie pénètre dans le second milieu (réfraction). De plus, lorsque l'angle d'incidence du rayon lumineux est plus grand qu'un angle critique (ou limite), la lumière est réfléchi en totalité et il n'y a aucune perte du signal (figure 2.1). Se sont les lois de Snell-Descartes (relations 2.1) qui permettent de montrer qu'il existe un angle d'incidence limite au delà duquel la réfraction est impossible (Yeh08).

$$\begin{cases} \theta_i = \theta_r \\ n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \end{cases} \quad (2.1)$$

Où θ_i , θ_r et θ_t sont les angles d'incidence, de réflexion et de transmission (ou réfraction) respectivement.

n_1 et n_2 sont les indices de réfraction de chaque milieu, avec $n_1 > n_2$.

L'angle critique est l'angle d'incidence pour lequel l'angle de réfraction équivaut à 90° . A partir de la relation de Snell-Descartes, on peut écrire :

$$\begin{cases} n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin 90^\circ \\ \sin 90^\circ = 1 \end{cases} \Rightarrow n_1 \sin \theta_c = n_2 \quad (2.2)$$

$$\text{D'où :} \quad \theta_c = \arcsin(n_2 / n_1) \quad (2.3)$$

La réflexion totale est donc obtenue pour $\theta_i > \theta_c$

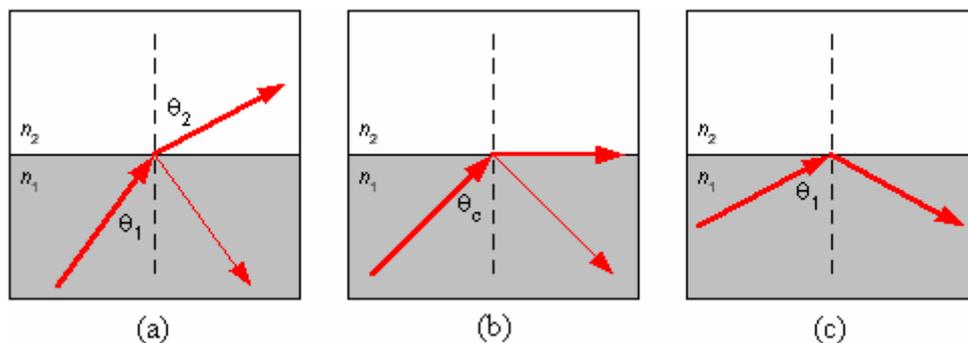


Figure 2.1 : Réfraction et réflexion d'un rayon lumineux, (a) réfraction ordinaire, (b) réfraction à angle critique, (c) réflexion totale. θ_1 est l'angle d'incidence, θ_2 est l'angle de transmission, θ_c est l'angle critique.

2.1.2 Guide à cristal photonique :

En introduisant un défaut linéaire (omission d'une ou de plusieurs rangées de trous) dans un cristal photonique, il est possible de constituer des guides optiques au sein de ce cristal. Un photon restera confiné dans le guide si son énergie est située à l'intérieur de la bande interdite. On appelle W_n les guides d'ondes, où n est le nombre de rangées de trous manquantes : Un guide W_1 correspond à un cristal photonique ayant une (1) rangée manquante.

Dans ces guides à cristaux photoniques, le processus de guidage de la lumière est différent de celui des guides d'onde classiques, où le guidage est assuré par réflexion totale interne, il est déterminé par la propagation des modes de Bloch (San04). Dans ce cas, les modes sont guidés par le phénomène de bande interdite. Les réflexions multiples sur les motifs du cristal localisent la lumière au niveau de la zone de défaut.

Le mécanisme de guidage dans ce type de guide n'est pas toujours assuré par la présence de la BIP, il peut être affecté par la réflexion totale interne, et cela, selon la nature de la structure du matériau à bande interdite photonique utilisée. Dans la structure de trous (où le guide est formé par une rangée de trous manquante), l'indice de réfraction du cœur du guide à cristal photonique est plus élevé que celui du matériau constituant la gaine photonique. Dans ce cas, le guidage met en jeu des réflexions multiples sur le cristal photonique, mais, les propriétés modales des modes de Bloch seront affectées par la réflexion totale interne. Le guidage s'effectuera donc par effet BIP et par réflexion totale interne (figure 2.2), le guide est alors multimode aux longueurs d'onde correspondant aux bandes interdites de la gaine photonique, car il existe au moins deux modes dus à chacun des deux types de propagation. Il en résulte un bon couplage entre le guide diélectrique et le guide à CP, puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides se ressemblent. D'autre part, le guide à cristal photonique dans la structure à tiges (où le guide est formé par une rangée de tiges manquante) a un cœur d'indice de réfraction plus faible que celui des gaines. Dans ce cas, le mécanisme de guidage ne peut pas être de nature réfractive. La lumière est guidée dans le cœur, car elle ne peut pas se propager dans les gaines qui présentent une bande interdite photonique. Le guidage s'effectuera donc par réflexions multiples sur le matériau à bande interdite photonique (Lou03, Lou04), le guidage par effet BIP est le seul type de guidage opérant dans cette structure, le guide peut être donc monomode. Le couplage sera pauvre puisque les mécanismes de guidage des deux types de guides sont très différents, même si les deux guides ont la même largeur.

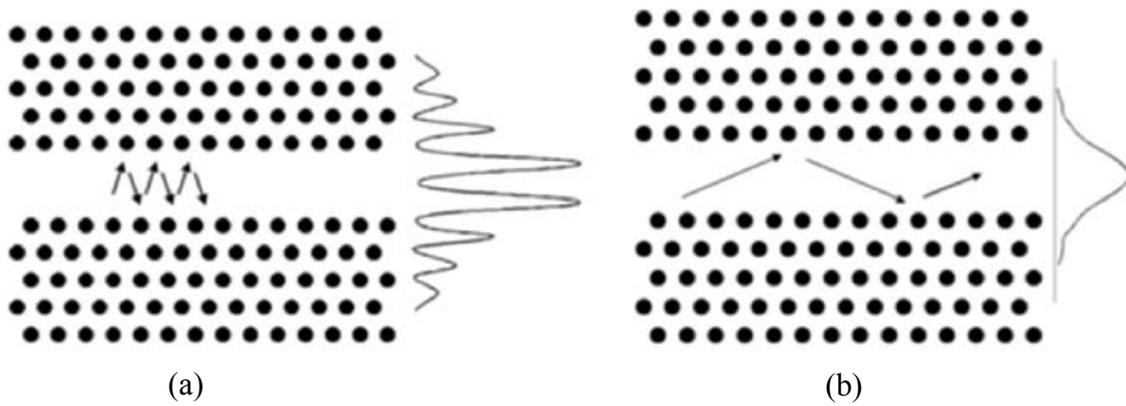


Figure 2.2 : Guide créé dans un cristal photonique bidimensionnel de réseau triangulaire en omettant quelques lignes de trous. (a) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage se fait par BIP, (b) Propagation et schémas du profil de l'intensité dans le cas où le guidage est réfractif.

2.2 Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique :

Dans le paragraphe précédent, le guide diélectrique est couplé directement au guide à cristal photonique. L'efficacité de couplage peut être améliorée de manière considérable en choisissant correctement la position de l'interface de découpe entre les deux guides (San04, Cha04). Cependant, cette méthode n'est pas adaptée dans le cas de guides diélectriques larges.

Une large variété de structures et de techniques de couplage a été proposée durant les dernières années pour minimiser les pertes de couplage entre les guides diélectriques et les guides à cristaux photoniques. On peut par exemple utiliser des guides diélectriques dont l'extrémité effilée pénètre dans le guide à cristal photonique (Mek01, Xu00), ainsi que l'utilisation du J coupleur qui est une version planaire du miroir parabolique et qui permet de focaliser la lumière issue d'un guide diélectrique large sur l'entrée d'un guide à cristal photonique (Pra02). Citons aussi les réseaux de diffraction.

Parmi toutes les solutions proposées, une des approches les plus prometteuses reste l'utilisation des tapers à cristaux photoniques qui présentent l'avantage d'avoir une longueur de couplage courte et une grande efficacité de couplage sur une large plage en longueurs d'onde.

2.2.1 Tapers à cristaux photoniques :

Le guide diélectrique est couplé au guide à cristal photonique via une structure d'accès appelée taper. Il existe différents types de tapers à cristaux photoniques. Les trois principaux types sont :

2.2.1.1 Variation du rayon des trous :

Ce type de taper est basé sur la variation progressive du rayon des trous à l'entrée du guide à cristal photonique (Tal02) (figure 2.3.a). Cette technique repose sur le déplacement du taper jusqu'à l'interface des deux guides (figure 2.3.b). Une transmission supérieure à 85% a été réalisée dans une large plage en longueurs d'onde (Chi04, Ros05), mais le spectre n'est pas assez plat, il est caractérisé par la présence de fortes oscillations et de profonds creux de transmission connus sous le nom de mini-bande interdite (Oli01). En déplaçant encore le taper vers l'avant, il se retrouve dans le guide diélectrique, on réalise dans ce cas un taux de transmission supérieur à 90% et le spectre devient plat (Ros05a). Néanmoins, les résultats expérimentaux n'ont pu montrer seulement qu'une efficacité de couplage de 70% (Tal03).

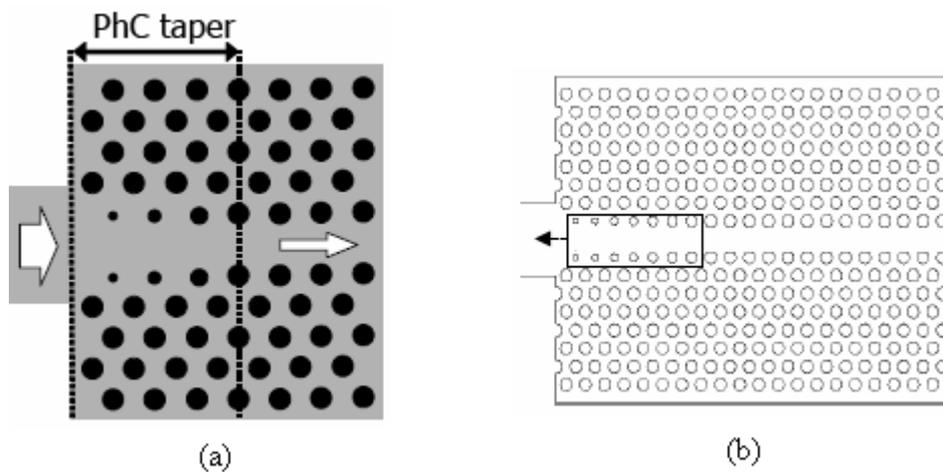


Figure 2.3 : (a) Taper basé sur la variation progressive du rayon des trous, (b) Déplacement du taper vers l'avant.

2.2.1.2 Inclinaison du réseau de trous :

Ce taper est basé sur l'inclinaison progressive du réseau de trous du cristal photonique (figure 2.4) (Bie03, Joh02). Des efficacités de transmission allant jusqu'à 90% ont été obtenues expérimentalement (Pot03). Cependant, les paramètres du taper à cristal photonique, tel que l'angle d'inclinaison par rapport à l'axe du taper doivent être choisis avec une grande précision pour réaliser un bon couplage. En outre, ce taper a le désavantage d'avoir une longueur de couplage particulièrement grande spécialement quand la largeur du guide diélectrique augmente, ce qui rend les dispositifs peu compacts.

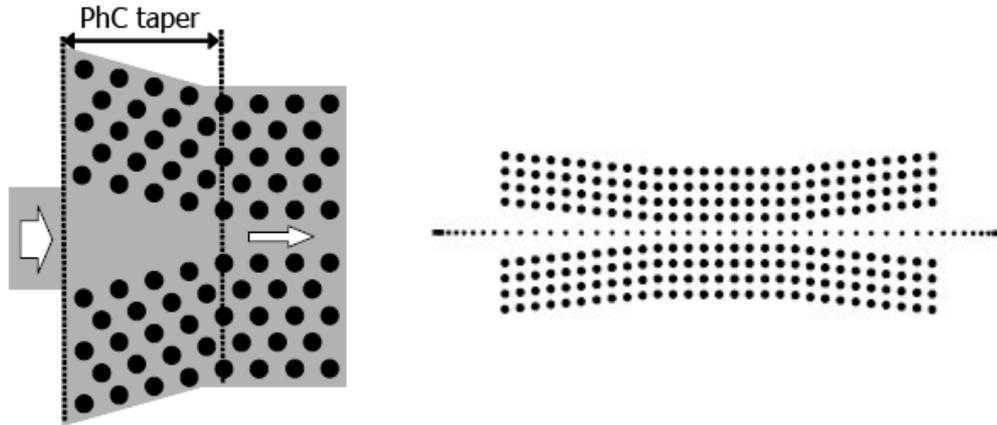


Figure 2.4 : *Taper basé sur l'inclinaison progressive du réseau de trous.*

2.2.1.3 Omission de certains trous :

Ce type de taper est formé par l'omission de quelques trous du guide à cristal photonique originel (figure 2.5) (Hap01). Dans ce cas, la longueur de couplage est courte mais l'efficacité de transmission est généralement inférieure aux deux cas précédents. Expérimentalement, un taux de transmission inférieur à 80% a été relevé (Din03).

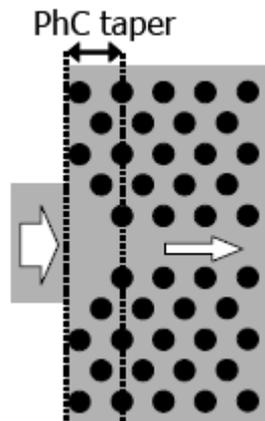


Figure 2.5 : *Taper basé sur l'omission de certains trous du guide à cristal photonique.*

Les travaux d'A.Xing (Xin05) comparent les deux derniers types de tapers. Il en ressort que les tapers basés sur l'inclinaison progressive du réseau de trous permettent une augmentation de la transmission de la structure par rapport au dernier type, mais la réponse spectrale obtenue est moins plate et présente des creux de transmission.

Des résultats intéressants ont été obtenus sur les deux premiers types de tapers, mais ces derniers sont beaucoup plus sensibles aux imperfections technologiques et donc plus difficilement réalisables que celui cité (dernier type).

Ce dernier type de taper possède la plus faible longueur de couplage, il est particulièrement bien adapté pour le couplage aux guides diélectriques larges. C'est donc, cette catégorie de taper que nous considérons dans notre étude.

2.2.2 Pertes de couplage :

En général, le champ électromagnétique provenant d'un guide diélectrique et se propageant dans un guide à cristal photonique subit des pertes considérables en raison de la dispersion et de la réflexion qui apparaissent dans la région de transition entre les deux guides (figure 2.6). Ces pertes sont principalement dues au désaccord de profils de modes, existant à l'interface entre les deux guides, causé par la différence de taille et des différents mécanismes de guidage dans les deux types de guides. Ces pertes dépendent donc de la nature de la structure du cristal photonique considéré. Dans la structure à tiges, où le cristal photonique est formé par des tiges d'indice de réfraction supérieur à celui du milieu qui les entoure, l'efficacité de couplage est en général faible. Dans la structure de trous, où le cristal photonique est formé par des trous d'indice de réfraction inférieur à celui du milieu qui les entoure, l'efficacité de couplage est très élevée et des efficacités de transmission proches de 100% peuvent être obtenues. Ces problèmes de couplage peuvent être partiellement surmontés en choisissant des guides de même largeur afin d'accorder parfaitement les profils de modes. Néanmoins la structure de trous demeure la plus adéquate quant à la réalisation d'un bon couplage.

Cependant, pour coupler un guide diélectrique large à un guide à cristal photonique étroit où le cristal considéré est une structure à tiges, il faut chercher d'autres solutions pour remédier aux problèmes précédents quelque soit la nature de la structure et la largeur du guide diélectrique.

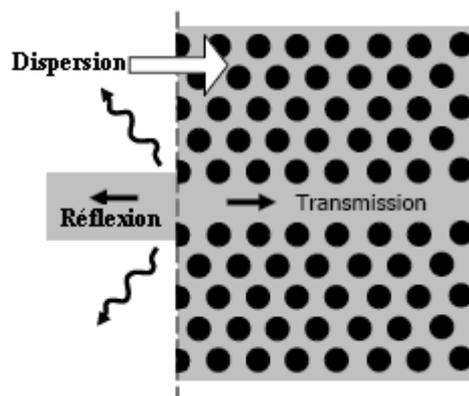


Figure 2.6 : Transmission, réflexion et dispersion à l'interface entre un guide diélectrique et un guide à cristal photonique quand la lumière se propage du premier vers le dernier.

2.2.3 Technique de couplage utilisée :

Plusieurs structures de transition ont déjà été citées, l'approche la plus prometteuse est l'utilisation d'un taper basé sur l'omission de quelques trous du guide à cristal photonique. Une nouvelle technique de couplage basée sur l'introduction d'un défaut localisé dans le taper à cristal photonique (figure 2.7) a été investiguée par P. Sanchis (San02), qui améliore de manière significative les résultats de transmission utilisant un taper sans défaut (Hap01).

Dans notre étude, nous allons montrer que la nouvelle technique proposée peut être employée en utilisant des tapers plus larges et plus longs mais, dans ce cas, une nouvelle configuration de défauts doit être conçue afin de maximiser l'efficacité de transmission. L'introduction des défauts localisés dans le taper à cristal photonique modifie les propriétés modales du mode guidé, un accord de mode à l'interface des deux guides peut être réalisé en déterminant le nombre optimal de défauts et en choisissant judicieusement leurs paramètres (le rayon et la position), d'où une amélioration de l'efficacité de transmission.

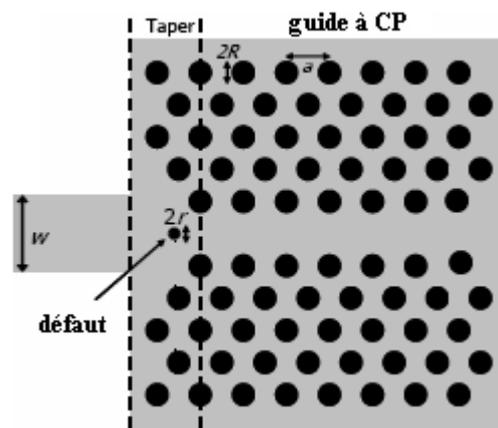


Figure 2.7 : Schémas de la nouvelle technique de couplage basée sur l'introduction d'un nombre de défaut dans le taper à cristal photonique pour réaliser l'efficacité de couplage entre un guide diélectrique de largeur w et un guide à CP. r est le rayon du défaut, R est le rayon des trous, a est le pas du réseau.

Afin de trouver les paramètres optimaux des défauts, nous allons suivre la procédure suivante : Nous allons d'abord optimiser le nombre et la position relative des défauts qui doivent être placés dans le taper à CP, ensuite, la transmission sera améliorée en optimisant le rayon de chaque défaut. La position optimale du défaut est obtenue, en déplaçant ce défaut tout au long de l'axe du guide à cristal photonique et en mesurant la transmission obtenue. Pour cela, un seul défaut de rayon R a été initialement placé dans le taper pour scanner les positions pour lesquelles la transmission sera maximale.

La deuxième étape est l'optimisation des rayons des défauts placés aux positions trouvées précédemment. On procède de la manière suivante : On fixe chaque défaut à sa position optimale, ensuite, on fait varier le rayon de chaque défaut en observant la variation de la transmission. Chaque défaut sera traité à part.

2.3 Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées:

L'efficacité de couplage dans les guides à cristaux photoniques linéaires a été largement étudiée au cours des dernières années. Cependant, seuls quelques travaux ont porté sur les guides à cavités couplées. Dans cette partie, nous nous intéresserons au couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Nous verrons par la suite comment on peut améliorer l'efficacité de couplage entre ces deux types de guides.

2.3.1 Guide à cavités couplées :

Dans la partie précédente, deux mécanismes de guidages pour les guides optiques ont été proposés. Le mécanisme le plus connu et le plus utilisé est celui des guides usuels basé sur la réflexion totale interne. Le deuxième mécanisme est celui de la bande interdite photonique dans les guides à cristaux photoniques, basé sur les réflexions multiples sur les parois du cristal parfaitement réfléchissantes entourant le cœur du guide.

Dans cette partie, on propose un nouveau type de guide d'onde composé d'une chaîne de cavités (ou de défauts ponctuels) séparées les unes des autres par une ou plusieurs rangée de motifs dans un cristal photonique, c'est le guide à cavités couplées (Coupled Cavity Waveguide, CCW), appelé aussi guide de résonateurs optiques couplés (Coupled resonator optical waveguide, CROW). Les cavités sont conçues de telle sorte que leur fréquence de résonance se situe dans la bande interdite du cristal photonique (Yar99). La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. Un schéma descriptif de ce guide est illustré sur la figure 2.8.

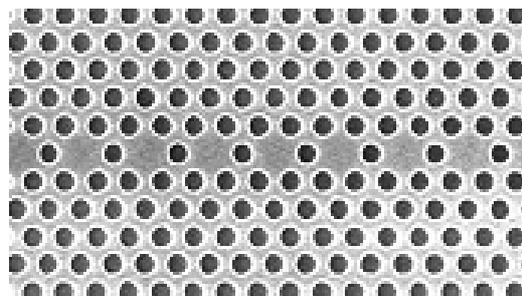


Figure 2.8 : Guide à cavités couplées réalisé dans un cristal photonique bidimensionnel.

2.3.2 Principe de fonctionnement :

La figure 2.9 illustre la base de transmission d'un guide à cavités couplées. Bien que les modes des cavités soient fortement confinés à l'intérieur des défauts, une infime partie se couple au mode de la cavité adjacente. On assiste, dans ces conditions, à un couplage des modes de résonance de cavités voisines. Un recouvrement suffisant de deux modes de cavités voisines permet le passage d'un photon d'une cavité à l'autre par saut de photon (Zel04, Bay00). C'est ce principe, qui est à la base du mécanisme de guidage dans les guides à cavités couplées.

Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission (une bande permise) au lieu du pic de transmission unique observé sur la figure 1.17.a (chapitre 1) (Lou04). Dans le cas d'un guide de longueur finie, de N cavités couplées, on s'attend à l'apparition d'une bande guidée présentant N pics de résonance. Ces pics de résonance sont dus aux réflexions en bout de structure. La fréquence centrale de la bande transmise peut être ajustée en modifiant la forme des cavités, tandis que, la largeur de la bande peut être modifiée par un ajustement de l'espacement entre les cavités. Un plus grand espace entre les cavités conduit à une bande guidée plus étroite.

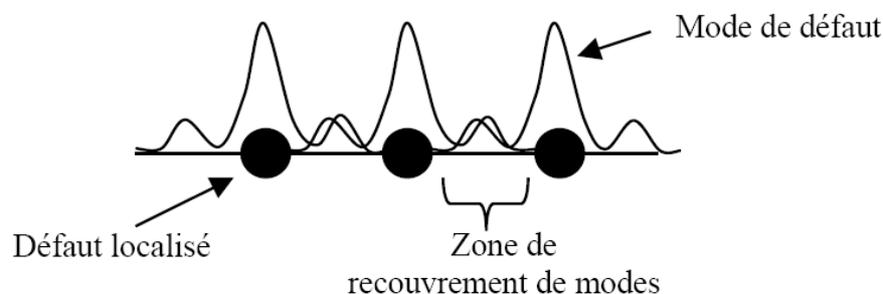


Figure 2.9 : Principe de guidage dans les guides à cavités couplées.

En raison de leur faible vitesse de groupe des modes, les guides à cavités couplées sont d'excellent candidats quant à la mise en œuvre de différentes fonctionnalités optiques, tels que les lignes à retard (Guj07), les compensateurs de dispersion, la compression d'impulsions. On peut aussi utiliser ces guides à cavités couplées pour la fabrication de virages aigus à fort taux de transmission et sans réflexion (Yar99) ou comme fonction de démultiplexage (Bay02).

2.3.3 Technique de couplage utilisée :

Le guide à cavités couplées est très intéressant en raison de ses applications potentielles dans les circuits optoélectroniques intégrés. Toutefois, comme son nom l'indique, à cause de son comportement fortement résonant, le couplage de la lumière de manière efficace à l'entrée et à la sortie de ce type de guide reste un défi. Une méthode pour augmenter l'efficacité de couplage entre un guide à cavités couplées et un guide diélectrique a été démontrée par C. W. Chang (Cha05), en minimisant d'abord le rayon des trous de sortie du guide à cavités couplées, ensuite, par l'insertion d'un trou de rayon plus faible dans les cavités de sortie à l'entrée et à la sortie du guide diélectrique. Une autre méthode basée sur l'ajout de quelques défauts à l'une des extrémités du guide CCW pour améliorer l'efficacité de couplage entre le guide à cavités couplées et un guide droit dans un cristal photonique unidimensionnel a été expérimentée (Kaw08). Dans ce cas, une large bande en longueurs d'onde a été obtenue quant au spectre en transmission.

Dans notre étude, on s'intéresse au couplage entre un guide à cristal photonique d'une rangée de tiges manquante et un guide à cavités couplées formés dans un cristal photonique bidimensionnel. L'efficacité de couplage peut être atteinte en éliminant les pics de résonance dans le spectre de transmission et, donc, une bande de transmission plate peut être réalisée. Pour se faire, et, comme dans le cas du couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique, le couplage est assurée par un taper. Ce taper consiste à faire varier progressivement le rayon des tiges situées entre les cavités (figure 2.10) de façon à avoir un accord entre les modes du défaut linéaire et les modes de cavités. Cette technique a été démontrée expérimentalement dans (San05a, San05b) en utilisant un cristal photonique bidimensionnel de trous d'air.

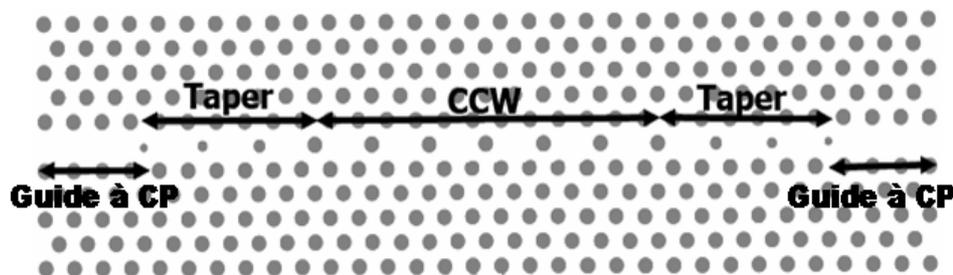


Figure 2.10 : Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées via un taper formé par la variation progressive du rayon des tiges situées entre les cavités.

2.4 Simulateur Fimmwave-Fimmprop :

Dans le but de faciliter la modélisation de la propagation d'onde dans les différents composants tel que guides d'onde, cavités, fibres optiques, ...etc. Photon Design a conçu un simulateur appelé Fimmwave-Fimmprop.

Fimmwave permet de modéliser différentes structures à une, deux et trois dimensions. Dans Fimmwave, il existe plusieurs modules intégrés, chaque module assure une fonction bien précise, parmi ces modules on trouve Fimmprop. Ce dernier assure la modélisation de la propagation d'onde dans les structures, il est complètement bidirectionnel, permet aussi une inspection visuelle des champs propagés. Il est très efficace quand à l'étude des structures périodiques (Pho02).

2.4.1 La fenêtre principale de Fimmwave :

La figure 2.11 montre la fenêtre principale de Fimmwave. Dans cette fenêtre on trouve la barre de menu, la barre des nœuds (projets) et l'arbre de projets.

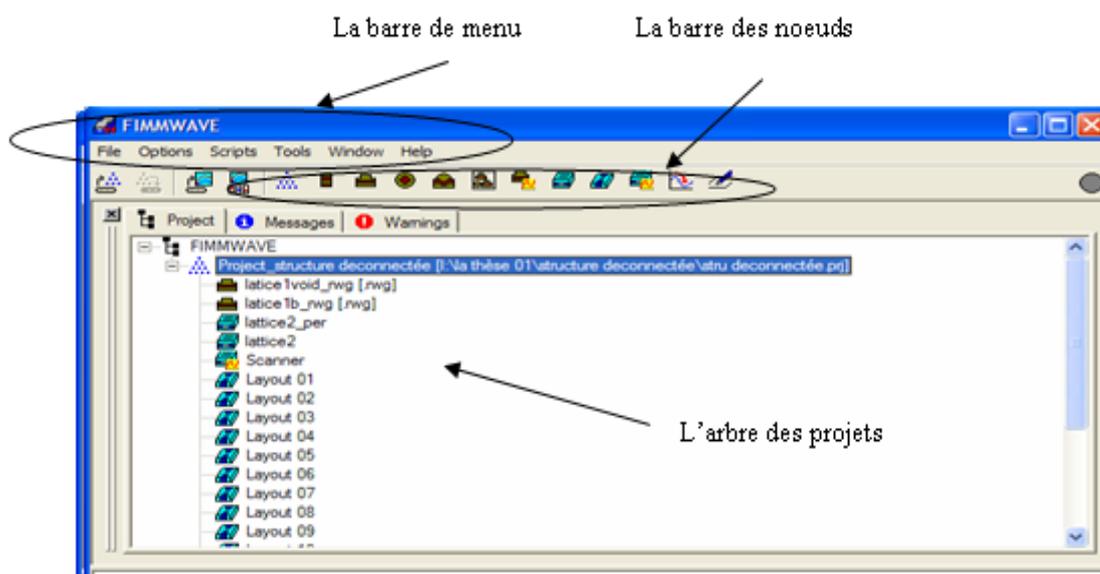


Figure 2.11 : La fenêtre principale de Fimmwave.

2.4.1.1 L'arbre de projets :

Les projets construits dans Fimmwave sont appelés nœuds, un projet peut rassembler plusieurs nœuds. La figure 2.12 présente un arbre de projets.

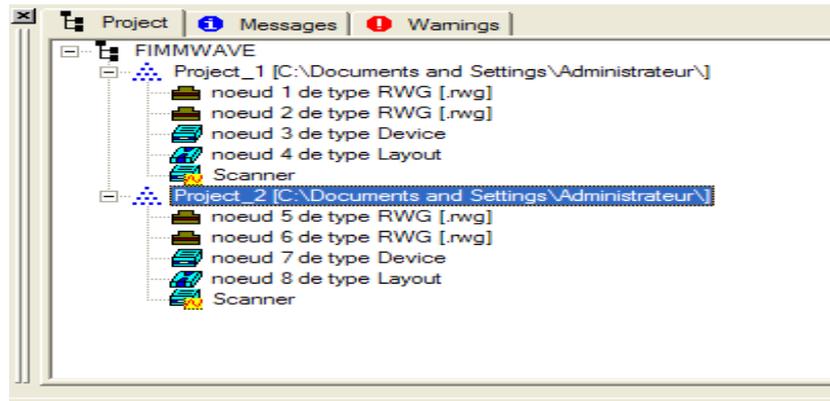


Figure 2.12 : L'arbre de projets.

2.4.2 Fimmprop :

Fimmprop est un module intégré dans Fimmwave, il utilise la méthode de la décomposition en modes propres (*eigenmode expansion, EME*) décrite dans le chapitre 1 (§ 1.2.3). Il permet de modéliser la propagation d'onde dans différentes structures à une, deux et trois dimensions. Il est complètement bidirectionnel, il nous permet de définir le type d'onde d'entrée, la polarisation, l'angle d'incidence, ... etc.

Dans ce qui suit, nous allons présenter uniquement les nœuds jugés utiles dans notre travail tel que Layout et Fimmprop Scanner.

2.4.2.1 Layout :

Ce type de nœud permet de créer des structures à deux dimensions, il nous offre la possibilité d'insérer des formes rectangulaires, elliptiques et polynomiales dans notre structure. Si ces formes se chevauchent, des structures plus complexes peuvent être créées. La fenêtre de Layout est représentée sur la figure 2.13.

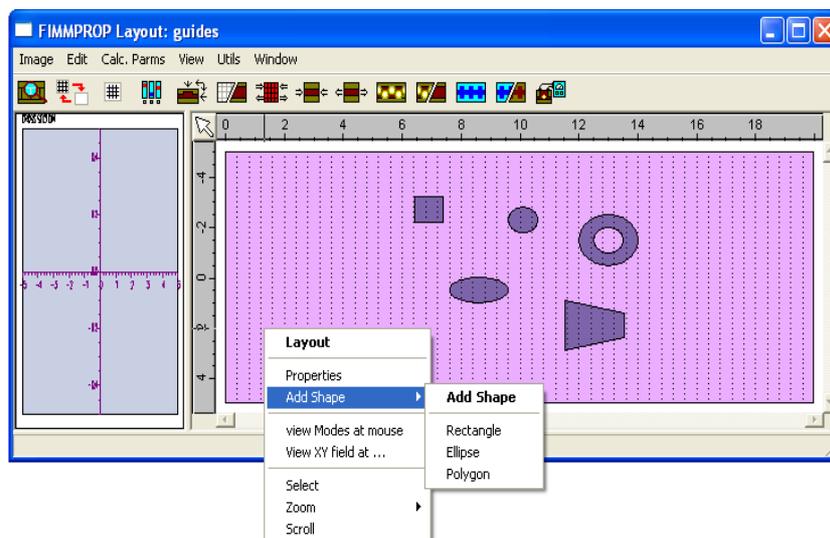


Figure 2.13 : La fenêtre de Layout.

Les paramètres ajustables pour définir les formes désirées sont (figure 2.14):

- Position: C'est un paramètre qui définit la position et l'alignement de la forme.
- Shape: C'est un paramètre qui définit la forme actuelle, par exemple: la largeur, la hauteur,... etc.
- Rix. Profile: C'est un paramètre qui donne l'indice de réfraction.

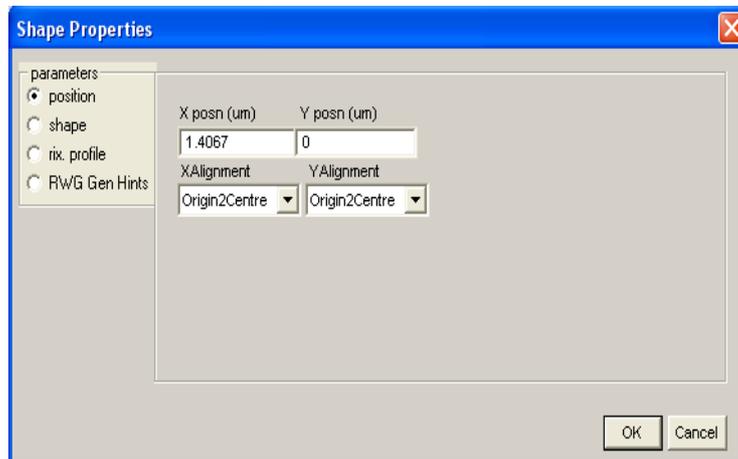


Figure 2.14 : Boîte de dialogue pour ajuster les paramètres des formes.

2.4.2.2 Fimmprop Scanner :

Dans le scanner de Fimmprop, on est obligé d'insérer deux fois un nœud de type Layout, la première insertion représente le point de départ et la deuxième (Replicate) le point d'arrivée. Après chaque insertion on doit ajuster les paramètres désirés (longueur d'onde, polarisation,...etc) (figure 2.15).

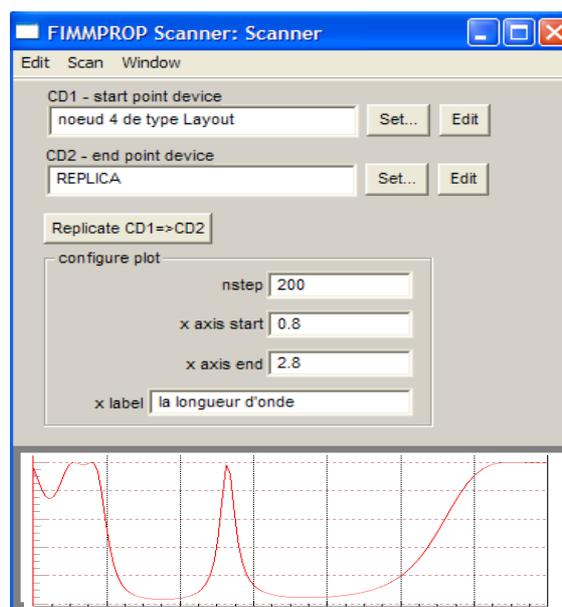


Figure 2.15 : la fenêtre du scanner.

Lors du démarrage du scanner et à la fin de l'analyse, une boîte de dialogue (figure 2.16) s'affiche permettant à l'utilisateur de choisir les grandeurs qu'on veut visualiser. Plusieurs peuvent être visualisées, parmi lesquelles, la puissance totale. La sortie dépend de l'entrée, si on sélectionne à l'entrée LHS mode ou RHS mode et le numéro de mode, Fimmprop va prendre en compte ces valeurs.

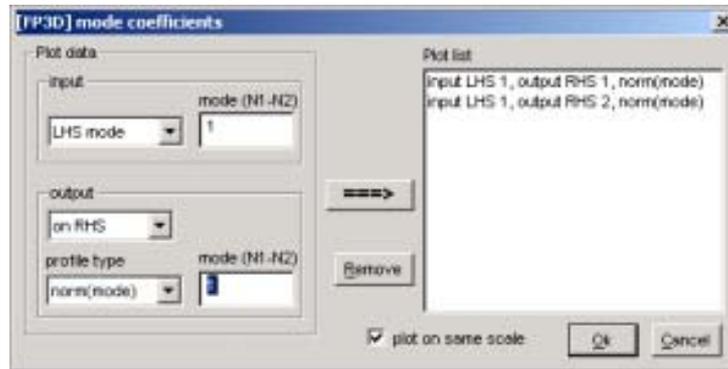


Figure 2.16 : la boîte de dialogue dans laquelle on choisie la quantité qu'on veut visualiser.

2.4.3 Visualisation du profil du champ:

En cliquant sur , on peut visualiser le profil du champ qui résulte de n'importe quel mode d'entrée. On obtient une représentation graphique de la propagation de ce champ (figure 2.17).

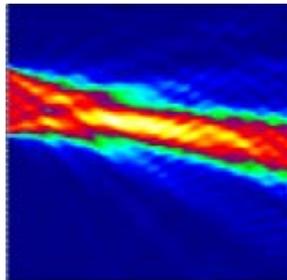


Figure 2.17 : Visualisation de l'intensité du champ électromagnétique.

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons proposé une technique originale de couplage pour coupler la lumière de manière efficace entre un guide diélectrique et un guide à cristal photonique. Cette technique est basée sur l'introduction de quelques défauts dans le taper à cristal photonique. Le nombre optimal de défauts, ainsi que leurs paramètres (position et rayon) doivent être judicieusement choisis, ils dépendent de la longueur du taper. Un taper long nécessite la présence de plusieurs défauts.

Nous nous sommes également intéressés au couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Dans ce cas, le couplage est assuré par un taper comportant une variation progressive du rayon des trous séparant les cavités du guide à cavités couplées.

Chapitre 3

Résultats et interprétations

Un grand nombre d'applications des cristaux photoniques trouvent leur intérêt dans le domaine de l'optique, pour des longueurs d'onde voisines du micron. La particularité d'un cristal photonique provient de sa capacité à interdire la propagation de la lumière, il est donc hautement conseillé de travailler avec un cristal qui présente une bande interdite la plus complète possible. Seuls les cristaux photoniques tridimensionnels peuvent présenter ce genre de bande. Cependant, leur réalisation technologique est particulièrement ardue à cette échelle. En revanche les cristaux photoniques bidimensionnels sont plus faciles à réaliser dans le domaine de longueurs d'onde du proche infrarouge et même du visible. C'est ce type de cristaux que nous considérons dans notre simulation.

L'outil de simulation présenté dans le chapitre précédent (§ 2.4) est utilisé pour étudier le couplage dans les guides à cristaux photoniques bidimensionnels. Dans un premier temps nous montrerons que l'efficacité de couplage entre un guide diélectrique et un guide à cristal photonique peut être améliorée en introduisant un défaut à l'intérieur du taper. Ensuite, nous nous intéresserons au couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Dans ce cas, le couplage est assuré par une transition ou taper présentant une variation progressive des rayons des tiges qui le constituent.

3.1 Structure d'étude :

La structure du cristal photonique considérée est formée par des tiges diélectriques de section circulaire réparties selon un réseau triangulaire bidimensionnel de constante de réseau $a = 0.465\mu\text{m}$, entourées par un matériau diélectrique homogène. Des tiges de rayon $R = 0.2a = 0.093\mu\text{m}$ et d'indice de réfraction $n = 3.45$ (indice du Silicium (Si) aux longueurs d'ondes optiques considérées), sont plongées dans un milieu d'indice de réfraction $n = 1.45$, qui correspond à la Silice (SiO_2). Le schéma de la structure est reporté sur la figure 3.1. Comme source de lumière nous utilisons une onde plane en polarisation TM. Pour cette dernière, le cristal photonique présente une bande interdite photonique dans la gamme de longueurs d'onde $1.24\mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.76\mu\text{m}$ (figure 3.2).



Figure 3.1 : Schéma d'un CP 2D formé par un réseau triangulaire de pas $a = 0.465\mu\text{m}$ de tiges cylindriques d'indice de réfraction $n = 3.45$ plongées dans une matrice de diélectrique tel que $n = 1.45$.

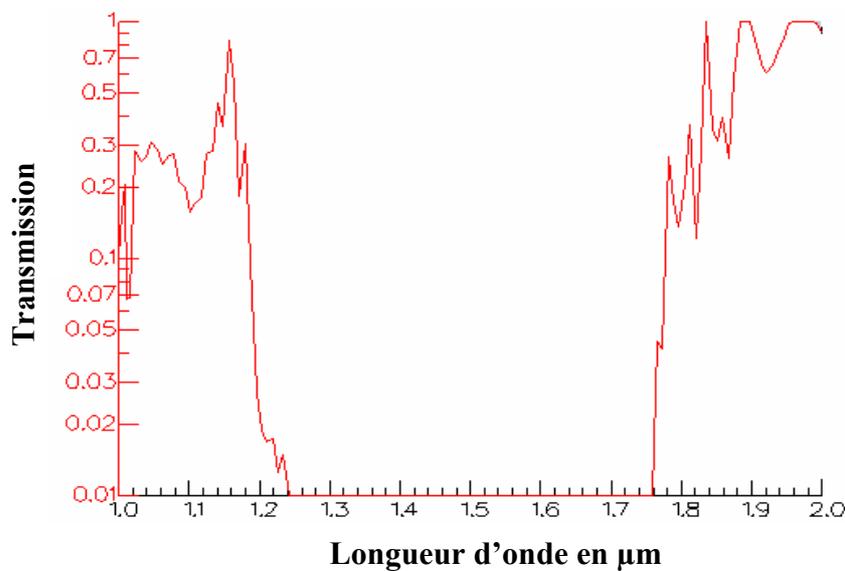


Figure 3.2 : Courbe de transmission du CP considéré. Une large BIP apparaît entre $1.24\mu\text{m} \leq \lambda \leq 1.76\mu\text{m}$ en polarisation TM.

3.2 Couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique :

Le guide à cristal photonique est créé par l'omission d'une rangée de tiges du cristal photonique dans la direction ΓK (figure 3.3). Un seul mode guidé apparaît par la formation de la ligne de défaut dans le CP, il est confiné dans le défaut par la bande interdite photonique seulement, puisque le cœur du guide à CP a un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine photonique. Ce guide a une longueur totale égale à 11 fois le paramètre de maille du cristal. Un guide diélectrique de largeur w est couplé à l'entrée et à la sortie du guide à CP, il est formé par de la Silice d'indice de réfraction $n = 1.45$, et recouvert par une gaine en air. Dans les simulations qui suivent, la propagation se fait dans un guide W_1 , formé par la suppression d'une rangée de tiges.

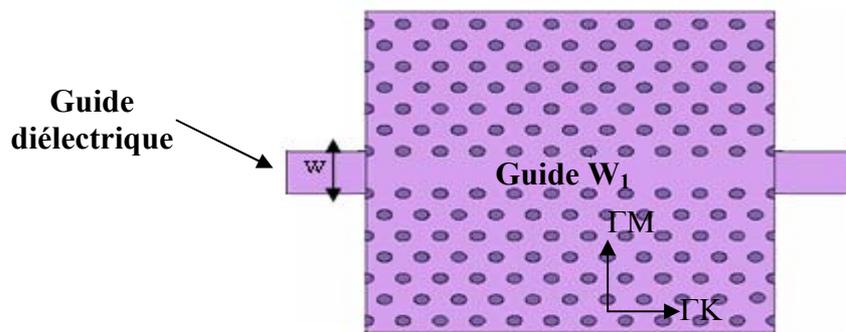


Figure 3.3 : Schéma de la structure considérée. w est la largeur du guide diélectrique, ΓK est la direction de propagation.

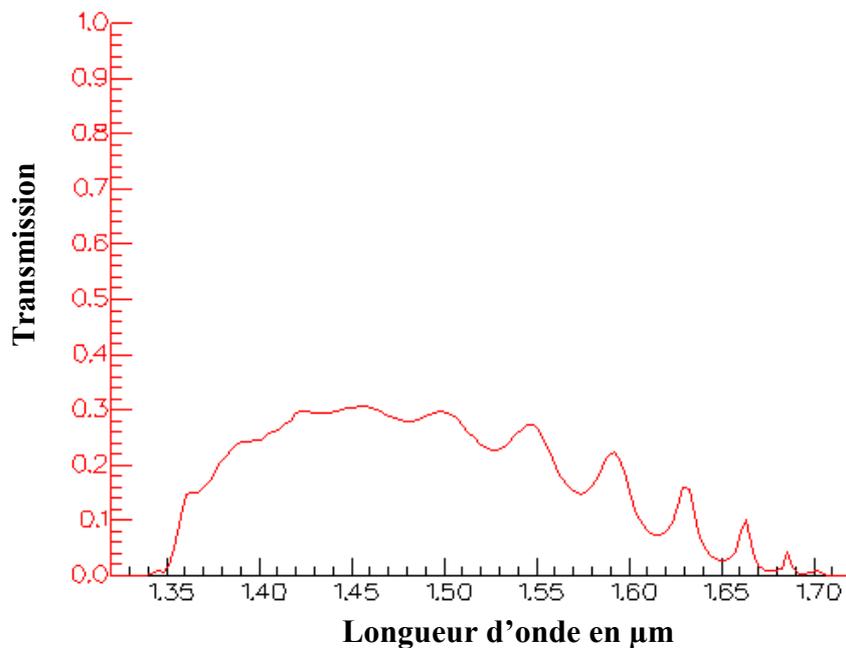


Figure 3.4 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage bout à bout entre un guide W_1 et un guide diélectrique de mêmes largeurs.

3.2.1 Couplage bout à bout :

3.2.1.1 Les deux guides ont des largeurs égales :

Dans cette partie, un couplage bout à bout (direct), sans l'intermédiaire d'une structure de transition, est réalisé entre un guide diélectrique et un guide à cristal photonique de longueur $11a$. Les deux guides ont la même largeur (figure 3.3). La figure 3.4 montre la transmission obtenue. Un taux de transmission de seulement 30% est relevé pour des longueurs d'onde courtes. On remarque la présence de pics de résonance aux grandes longueurs d'onde, ils sont dus à la réflexion causée par le désaccord de modes à l'interface des deux guides.

3.2.1.2 Les deux guides ont des largeurs différentes :

Dans la section précédente, nous avons montré que l'efficacité de couplage entre un guide diélectrique et un guide à CP formé par un seul défaut linéaire, même de largeurs égales, reste faible. Nous pouvons donc imaginer que lorsque la largeur du guide diélectrique est supérieure à celle du guide à CP l'efficacité de couplage se dégrade. Pour vérifier l'hypothèse précédente, on considère un guide diélectrique de largeur $w = 1.5\mu m$ couplé à l'entrée et à la sortie du guide à cristal photonique W_1 dont la largeur est de $w = 0.8054\mu m$.

Selon les résultats présentés sur la figure 3.5, il est clair que la transmission est très faible et que seulement un taux de transmission de 5% est obtenu pour un couplage bout à bout entre les deux guides. Pour améliorer cette transmission, l'utilisation d'un taper est nécessaire.

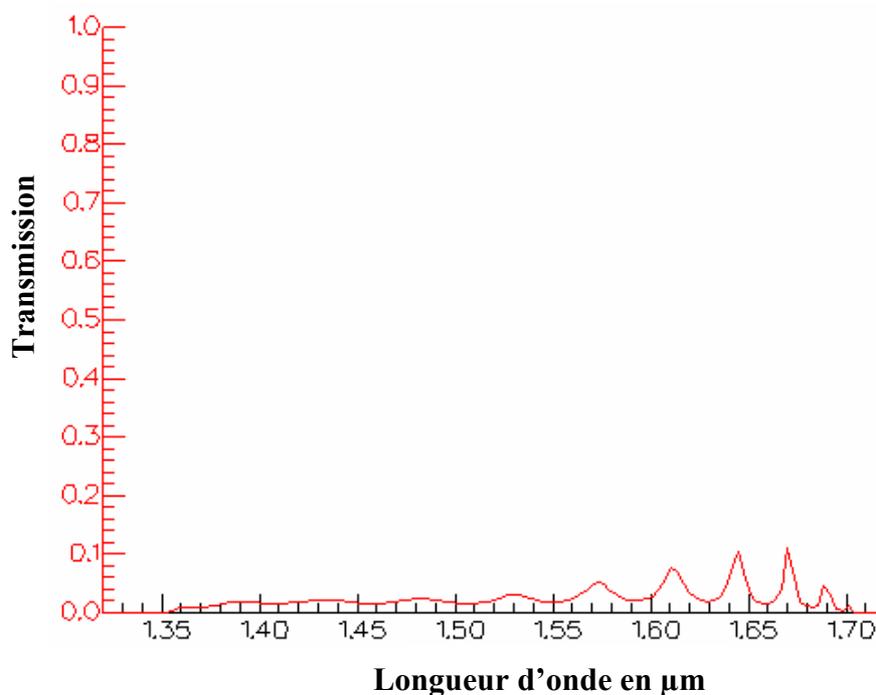


Figure 3.5 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage bout à bout entre un guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $1.5\mu m$.

3.2.2 Couplage par l'intermédiaire d'un taper :

3.2.2.1 Cas d'un taper court :

En prélude une étude du taper court est entreprise, ensuite nous verrons l'influence de la géométrie du taper sur l'efficacité de couplage.

3.2.2.1.1 Taper sans défauts :

Le taper considéré est formé par la suppression de quelques tiges du guide à cristal photonique, il a une longueur a , soit $0.465 \mu\text{m}$, et une largeur égale à $2.5 \mu\text{m}$. Ce taper est utilisé pour coupler la lumière à l'entrée et à la sortie d'un guide à cristal photonique de longueur $11a$ et de largeur $w = 0.8054 \mu\text{m}$ à partir d'un guide diélectrique de largeur $1.5 \mu\text{m}$, comme il est montré sur la figure 3.6.

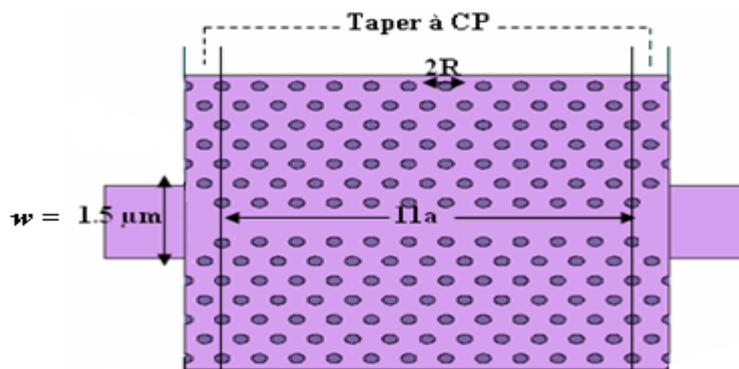


Figure 3.6 : Schéma du couplage via un taper de longueur a sans défauts. R est le rayon des motifs. $w = 1.5 \mu\text{m}$ est la largeur du guide diélectrique.

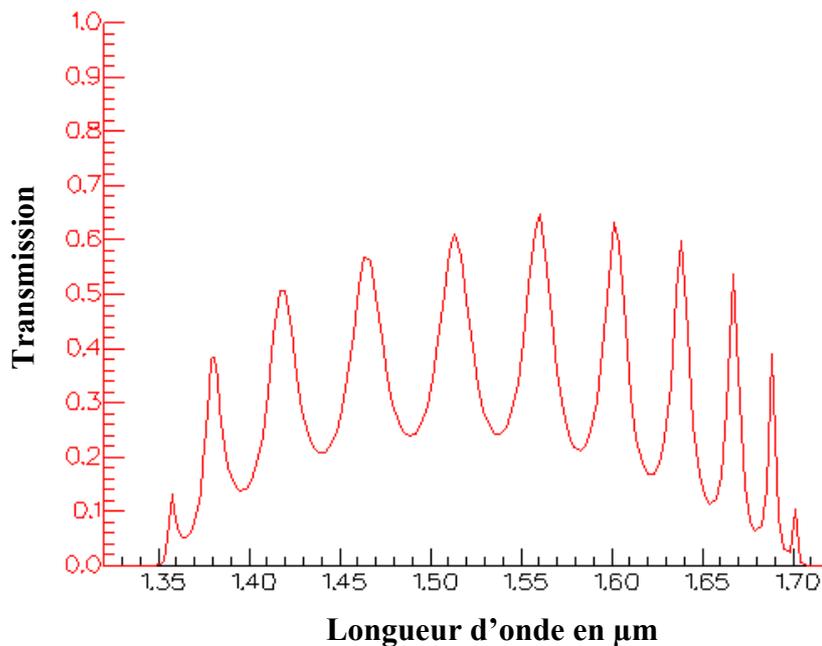


Figure 3.7 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage via un taper de longueur a sans défauts entre un guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $1.5 \mu\text{m}$.

Sur la figure 3.7 un taux de transmission de 58% est relevé. On remarque l'apparition de plusieurs pics de résonance, ils sont dus à la réflexion causée par le désaccord de modes à l'interface des deux guides.

3.2.2.1.2 Taper avec défauts :

La structure de couplage utilisée résulte de l'introduction d'un certain nombre de défauts (tiges) dans le taper considéré précédemment (de longueur $0.465 \mu m$ et de largeur $2.5 \mu m$). Le taper avec défauts est utilisé pour coupler la lumière à l'entrée et à la sortie d'un guide à cristal photonique de longueur $11a$ et de largeur $w = 0.8054 \mu m$ à partir d'un guide diélectrique de largeur $1.5 \mu m$ (figure 3.8).

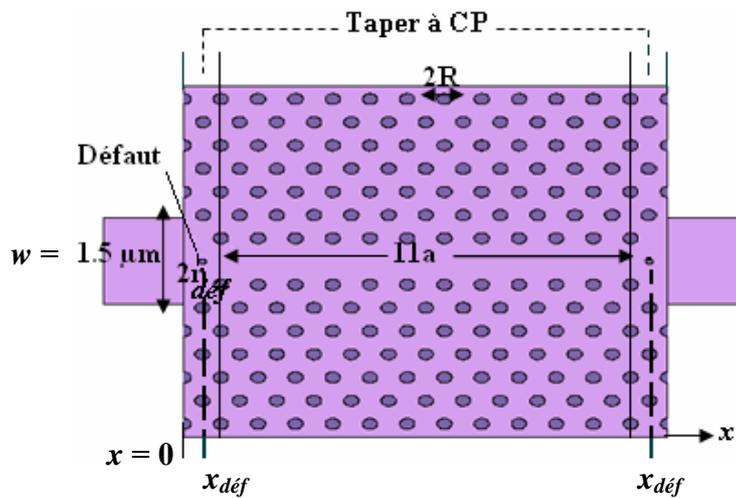


Figure 3.8 : Schéma du couplage via un taper de longueur a avec défaut. $r_{déf}$ est le rayon du défaut, $x_{déf}$ est sa position optimale, R est le rayon des motifs, $x = 0$ est la position de la première colonne des tiges qui forment le taper.

- **Optimisation des paramètres des défauts :**

Afin de déterminer les paramètres optimaux des défauts, on suit la procédure déjà décrite dans le chapitre 2 (§ 2.2.3). Dans un premier temps on calcule la transmission en fonction de la position du défaut suivant l'axe du guide à CP, de rayon $r = R$ (où R est le rayon des motifs), placé à l'intérieur du taper. La figure 3.9.a montre les résultats obtenus. On peut voir la présence d'un faible pic dans le spectre de transmission, il est obtenu à la position $x_{déf} = 0.2325 \mu m$, au milieu du taper.

L'étape suivante consiste à optimiser le rayon du défaut en considérant dans nos calculs la valeur optimale de la transmission obtenue précédemment. Sur la figure 3.9.b on observe la transmission en fonction du rayon du défaut (placé à $x_{déf} = 0.2325 \mu m$). On remarque que le

taux de transmission maximal est de 72%, il est obtenu pour $r_{def} = 0.06\mu m$. On peut noter que pour $r_{def} = 0.0465\mu m$, qui est égal à $R/2$, les oscillations relatives au plateau sont considérablement réduites, par contre le taux de transmission diminue par rapport au cas $r_{def} = 0.06\mu m$ (figure 3.10). On retient donc la valeur $r_{def} = 0.0465\mu m$.

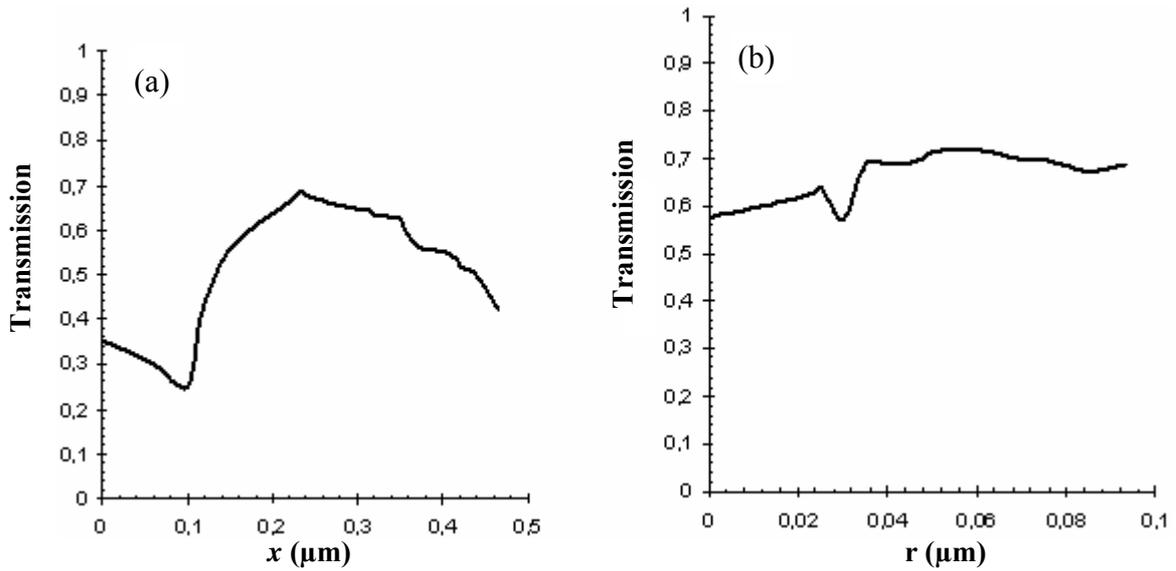


Figure 3.9 : Spectre de transmission en fonction (a) de la position du défaut sur l'axe x à l'intérieur du taper, (b) du rayon du défaut.

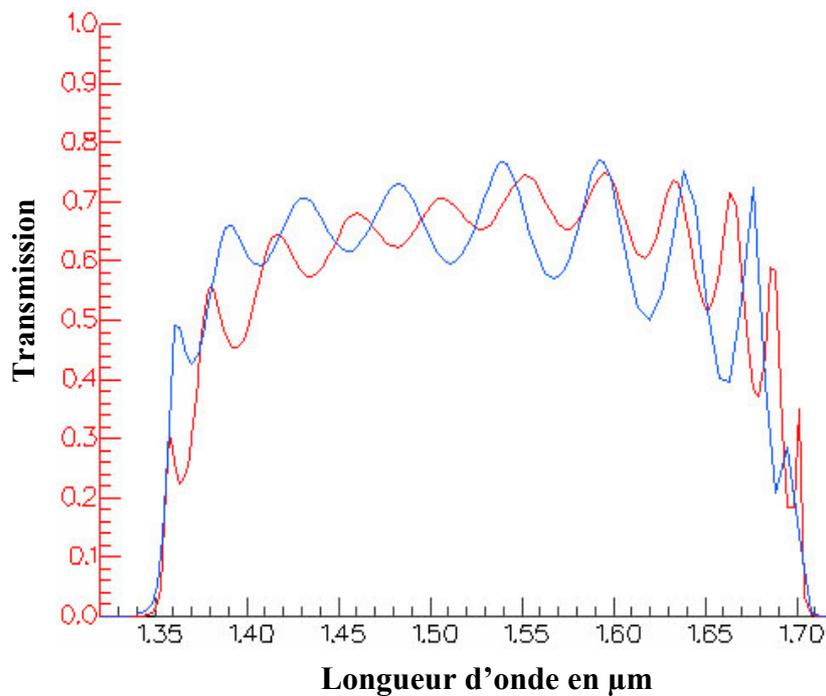


Figure 3.10 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage via un taper de longueur a avec un défaut de rayon $r_{def} = 0.0465\mu m$ (courbe en rouge), et $r_{def} = 0.06\mu m$ (courbe en bleu). Dans les deux cas le défaut est placé à $x_{def} = 0.2325\mu m$.

L'introduction du défaut à l'intérieur du taper améliore de manière significative l'efficacité de transmission. Ce défaut modifie les propriétés modales du guide en assurant l'accord des modes, d'où une amélioration de l'efficacité de couplage. Un taux de transmission de 69.5% est observé avec un spectre de plus en plus aplani. Il est nettement amélioré par rapport au cas du couplage via un taper sans défaut, où la transmission est de 58%, et au cas du couplage bout à bout (sans taper), où la transmission est seulement de 5% (figure 3.11).

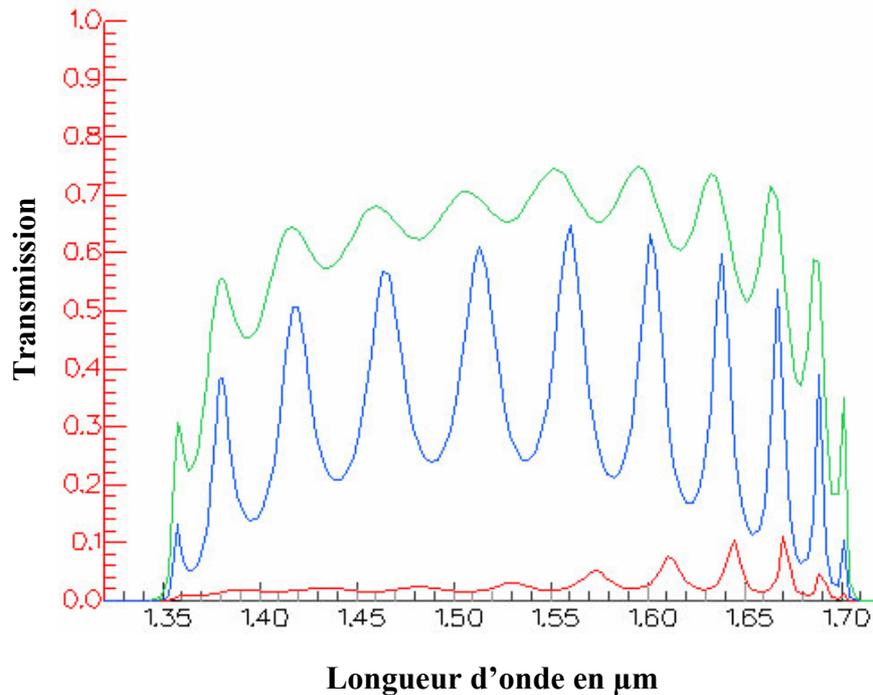


Figure 3.11 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre un guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $w=1.5\mu\text{m}$. Couplage sans taper (courbe en rouge), avec taper de longueur a , sans défaut (courbe en bleu) et avec un seul défaut de rayon $r_{\text{def}} = 0.0465\mu\text{m}$ placé à $x_{\text{def}} = 0.2325\mu\text{m}$ (courbe en vert).

3.2.2.2 Influence de la géométrie du taper :

Nous verrons dans cette partie l'influence de la modification de la géométrie du taper quant à l'efficacité de couplage.

3.2.2.2.1 Taper sans défauts :

Une meilleure transmission est envisageable en agissant sur les dimensions du taper et notamment sa longueur. En conservant la longueur du guide à cristal photonique égale à $11a$, le taper dans ce cas est formé par un espacement de $1.5a$ entre les tiges adjacentes, la longueur totale du taper est de $3a$, soit $1.4\mu\text{m}$, et sa largeur est égale à $2.5\mu\text{m}$ (figure 3.12).

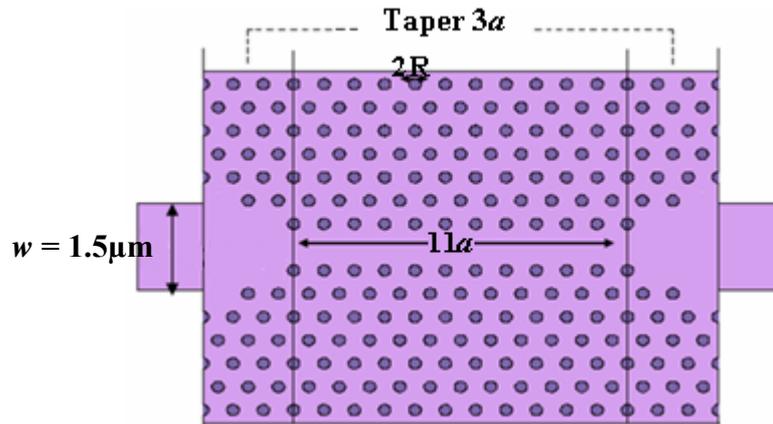


Figure 3.12 : Schéma du couplage via un taper de longueur $3a$ sans défauts. R est le rayon des motifs. $w = 1.5\mu\text{m}$ est la largeur du guide diélectrique.

Le résultat obtenu est reporté sur la figure 3.13. On note un taux de transmission de 66%, il est supérieur à celui obtenu avec le taper de longueur a sans défaut (58%). Les pics de résonance qui apparaissent dans le spectre de transmission sont dus à la réflexion causée par le désaccord de modes à l'interface des deux guides.

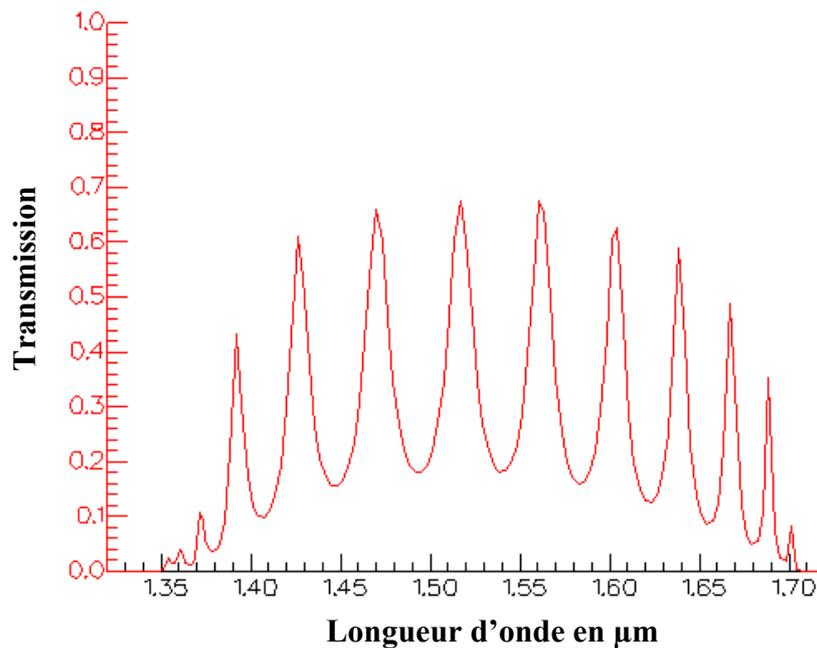


Figure 3.13 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage via un taper de longueur $3a$ sans défauts entre un guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $1.5\mu\text{m}$.

3.2.2.2.2 Taper avec défauts :

Pour améliorer l'efficacité de couplage, on introduit un certain nombre de défauts dans le taper en gardant sa longueur et sa largeur fixes. Le taper avec les défauts est utilisé pour

coupler la lumière à l'entrée et à la sortie d'un guide à cristal photonique de longueur $11a$ et de largeur $w = 0.8054 \mu\text{m}$ à partir d'un guide diélectrique de largeur $1.5 \mu\text{m}$ (figure 3.14).

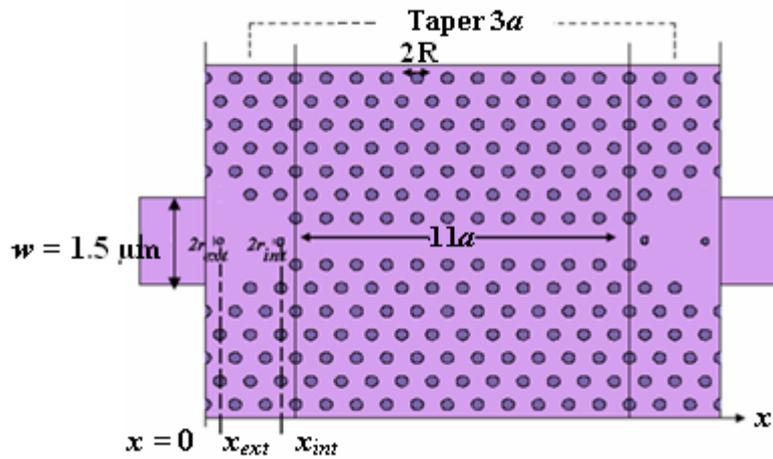


Figure 3.14 : Schéma du couplage via un taper de longueur $3a$ avec deux défauts. r_{int} , r_{ext} , x_{int} , x_{ext} sont respectivement les rayons et les positions des deux défauts interne et externe. R est le rayon des motifs, $x = 0$ est la position de la première colonne des tiges qui forment le taper. $w = 1.5 \mu\text{m}$ est la largeur du guide diélectrique.

• **Optimisation des paramètres des défauts :**

La même procédure que précédemment est utilisée pour la configuration des paramètres des défauts. Un seul défaut de rayon $r = R$ est employé initialement pour scanner la position qui correspond au taux de transmission le plus élevé. La figure 3.15.a donne la transmission en fonction de la position du défaut. On observe plusieurs pics de transmission de taux élevés à des positions différentes. Les positions qui correspondent aux taux de transmission optimaux sont $x = 0.2325 \mu\text{m}$ (60%) et $x = 1.1625 \mu\text{m}$ (66%).

Après avoir fixé les deux défauts de rayon R aux positions optimales, on traite chaque défaut à part. On fait varier d'abord le rayon r_{int} du défaut interne placé à $x_{\text{int}} = 1.1625 \mu\text{m}$ en maintenant le rayon r_{ext} , placé à $x_{\text{ext}} = 0.2325 \mu\text{m}$, égal à R . On relève un taux de transmission maximal égal à 64% pour $r_{\text{int}} = 0.0465 \mu\text{m}$, il est supérieur à 40%, celui obtenu si on considère un seul défaut (voir courbe en bleu sur la figure 3.15.b). Pour calculer le rayon du défaut externe, on fixe r_{int} égal à $0.0465 \mu\text{m}$, et on agit sur r_{ext} . La figure 3.15.b montre aussi la transmission en fonction du rayon du défaut externe, un taux de transmission de 80% est obtenu pour $r_{\text{ext}} = 0.0415 \mu\text{m}$ (voir courbe en rouge), il est supérieur à 72%, celui obtenu si on considère un seul défaut (voir courbe en rouge sur la figure 3.15.b).

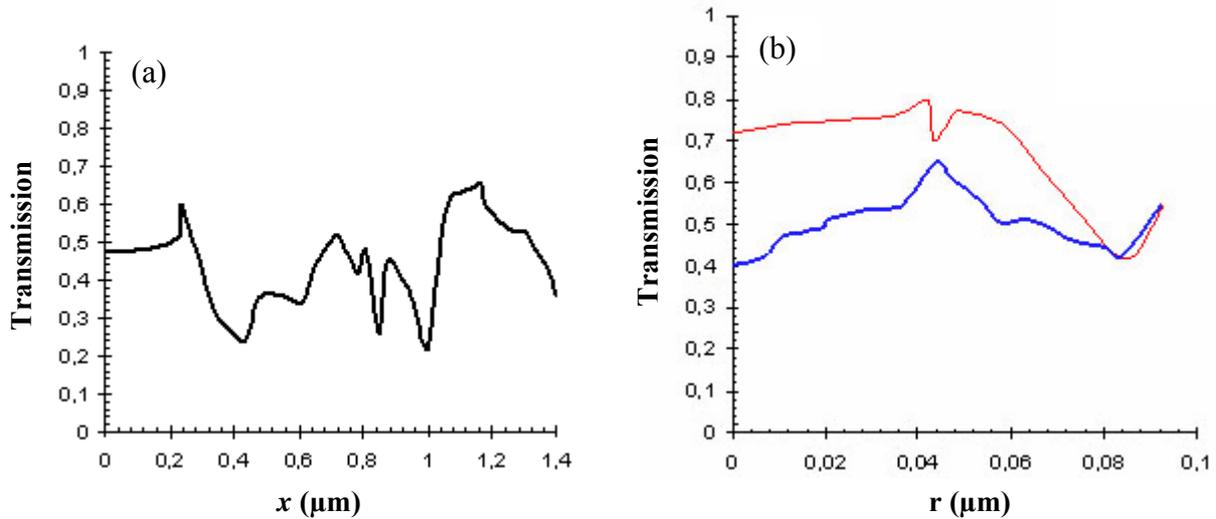


Figure 3.15 : Spectre de transmission en fonction (a) de la position des deux défauts sur l'axe x à l'intérieur du taper, (b) du rayon interne (courbe en bleu), du rayon externe (courbe en rouge).

Les paramètres optimaux des deux défauts sont résumés dans le tableau ci-dessous :

Défauts / Paramètres	Position (x en μm)	Rayon (r en μm)
Interne	1.1625	0.0465
Externe	0.2325	0.0415

Tableau 3.1 : Paramètres optimaux des défauts introduits dans le taper de longueur $3a$.

En introduisant les deux défauts dans le taper à CP et en les plaçant aux positions optimales et avec les rayons optimaux, le taux de transmission relevé est de 80%, il est nettement amélioré par rapport au cas du couplage avec un taper sans défauts, où la transmission est de 66%, et au cas du couplage bout à bout (sans taper), où la transmission est seulement de 5% (figure 3.16).

En comparant les spectres de transmission obtenus pour les deux types de taper (a et $3a$), il est clair que l'efficacité de transmission relative au taper de longueur $3a$ est nettement meilleure que celle du taper de longueur a (figure 3.17). La faible transmission obtenue avec ce dernier est due aux pertes de radiations résultant de la forme de la transition qui évolue suivant une droite, par contre, dans le cas du taper de longueur $3a$, nous considérons une variation graduelle de la pente du taper, diminuant ainsi les pertes de radiations et augmentant l'efficacité de transmission.

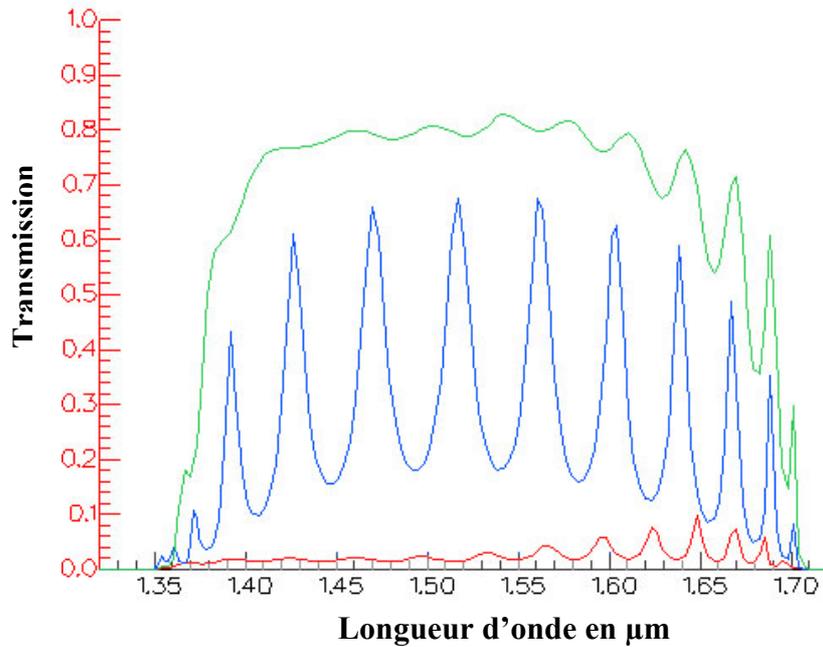


Figure 3.16 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre un guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $w=1.5\mu\text{m}$. Couplage sans taper (courbe en rouge), avec taper de longueur $3a$, sans défauts (courbe en bleu) et avec défauts de rayons $r_{\text{int}} = 0.0465\mu\text{m}$ et $r_{\text{ext}} = 0.0415\mu\text{m}$ placés à $x_{\text{int}} = 1.1625\mu\text{m}$ et $x_{\text{ext}} = 0.2325\mu\text{m}$ (courbe en vert).

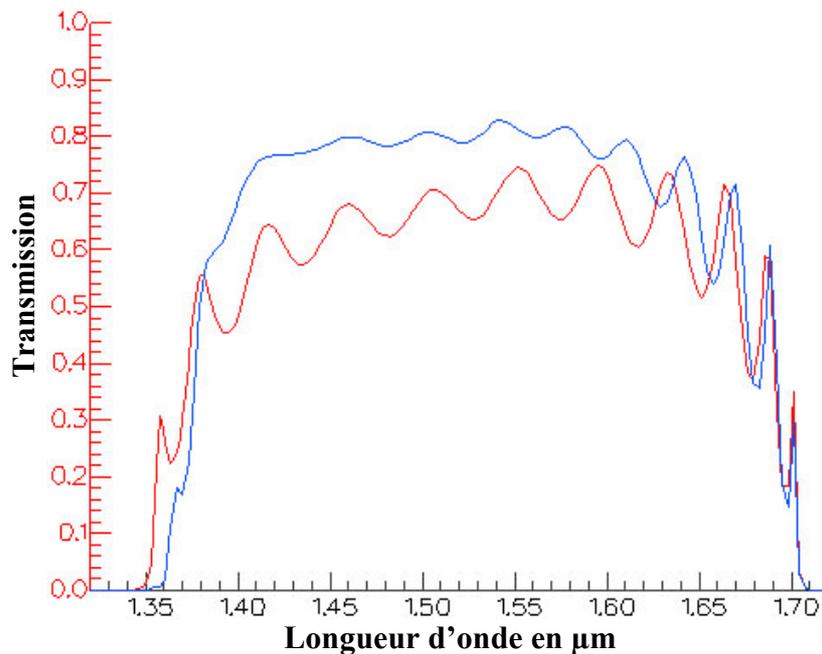


Figure 3.17 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre un guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $w=1.5\mu\text{m}$ en utilisant un taper de longueur a (courbe en rouge) et un taper de longueur $3a$ (courbe en bleu) avec une configuration optimale de leurs défauts.

La figure 3.18 représente l'intensité du champ électromagnétique dans le guide à CP en utilisant les deux types de taper (taper *a*, figure 3.18.a ; taper *3a*, figure 3.18.b) et en considérant la configuration des défauts. L'introduction des deux défauts (cas b), diminue considérablement les pertes de radiations dues à la transition abrupte du taper (cas a).

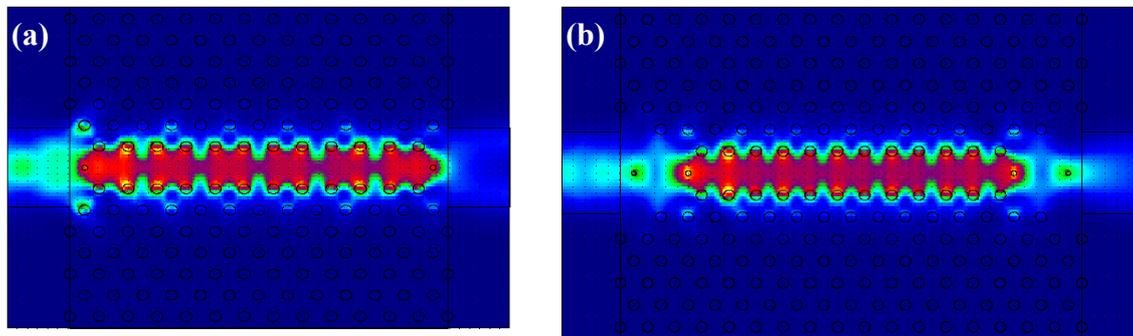


Figure 3.18 : Intensité du champ électromagnétique dans le guide à CP pour $\lambda = 1.55\mu\text{m}$ en polarisation TM en utilisant (a) le taper *a* avec un seul défaut, (b) le taper *3a* avec deux défauts.

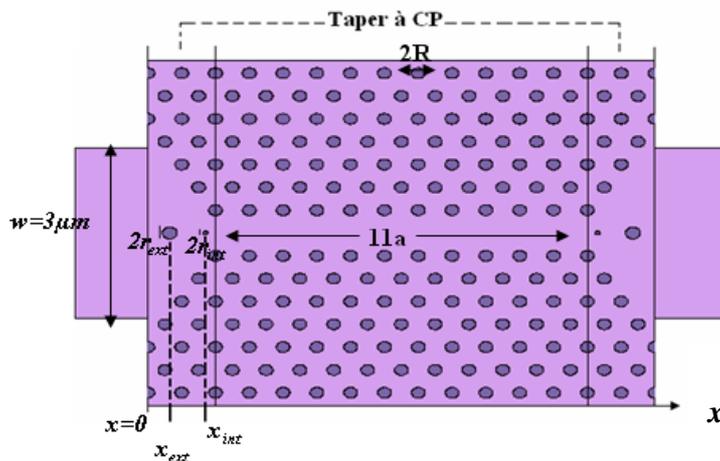


Figure 3.19 : Schémas du couplage via un taper de longueur $2a$ avec défauts. r_{int} , r_{ext} , x_{int} , x_{ext} sont les rayons et les positions des deux défauts interne et externe. R est le rayon des motifs, $x = 0$ est la position de la première colonne des tiges qui forment le taper. $w = 3\mu\text{m}$ est la largeur du guide diélectrique.

3.2.2.3 Cas d'un guide diélectrique plus large :

Dans la partie précédente, nous avons affirmé qu'une longueur de taper de $1.4\mu\text{m}$ suffisait pour obtenir un taux de transmission de 80% à partir d'un guide diélectrique de largeur $w = 1.5\mu\text{m}$. Cependant, si on couple un guide diélectrique plus large à un guide W_1 , l'efficacité de transmission va encore se dégrader à cause du désaccord du profil de mode. Dans ce cas, un taper plus large est nécessaire pour augmenter l'efficacité de couplage entre

les deux types de guides. Pour cela, un taper de longueur $2a$ ($1\mu m$) et de largeur $4\mu m$ est utilisé pour coupler la lumière à l'entrée et à la sortie d'un guide à cristal photonique W_1 de longueur $11a$ et de largeur $0.8054\mu m$, à partir d'un guide diélectrique de $3\mu m$ de largeur. La structure du taper considéré est illustrée sur la figure 3.19.

La technique de couplage utilisée précédemment peut être aussi appliquée dans le cas de guides diélectriques larges. La transmission en fonction de la position x du défaut dans le taper est illustrée sur la figure 3.20.a. On observe deux positions pour lesquelles la transmission est maximale $x_{ext} = 0.3022\mu m$ et $x_{int} = 0.7905\mu m$.

En plaçant les deux défauts à leurs positions optimales et en optimisant leurs rayons, la transmission peut être encore améliorée. La figure 3.20.b montre la transmission en fonction des rayons des deux défauts interne et externe. On remarque qu'un taux de transmission de 67% est obtenu pour $r_{int} = 0.0325\mu m$ (courbe en bleu sur la figure 3.20.b), il est supérieur à 45%, celui obtenu si on considère un seul défaut. La transmission est améliorée si on ajoute un deuxième défaut, un taux de transmission de 70% est obtenu pour $r_{ext} = 0.102\mu m$ (courbe en rouge sur la figure 3.20.b).

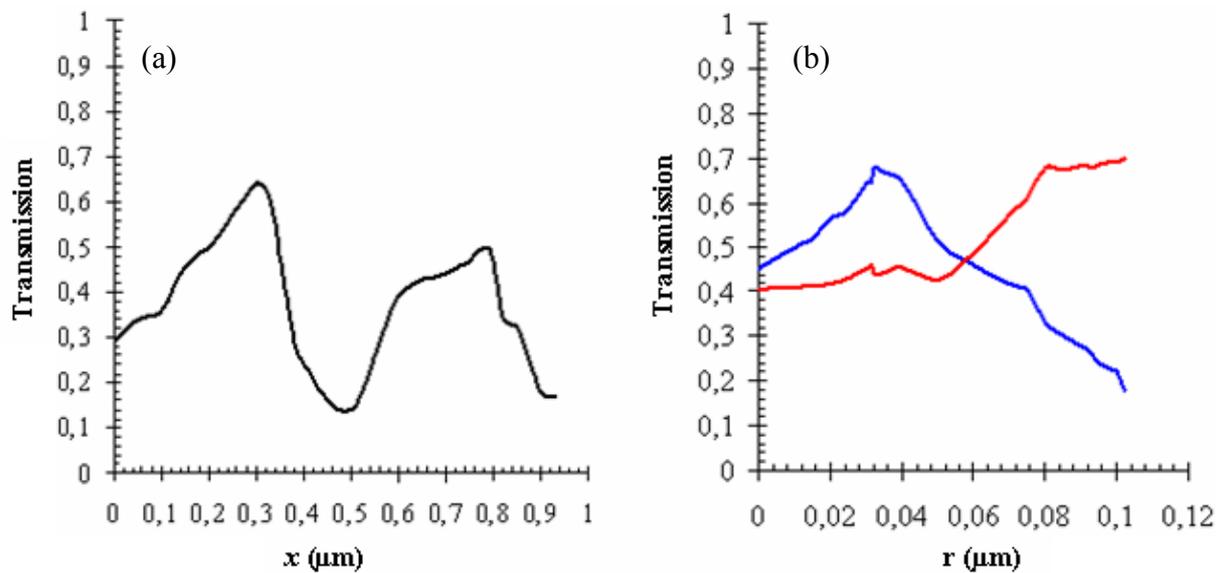


Figure 3.20 : Spectre de transmission en fonction (a) de la position des deux défauts sur l'axe x à l'intérieur du taper, (b) du rayon interne (courbe en bleu), du rayon externe (courbe en rouge).

On résume les paramètres optimaux des deux défauts dans le tableau ci-dessous :

Défauts / Paramètres	Position (x en μm)	Rayon (r en μm)
Interne	0.7905	0.0325
Externe	0.3022	0.102

Tableau 3.2 : Paramètres optimaux des défauts introduits dans le taper 2a.

La transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage avec taper utilisant la configuration des deux défauts et sans défauts et pour un couplage sans taper est calculée sur la figure 3.21. Un taux de transmission moyen de 70% est relevé pour une gamme de longueur d'onde allant de $1.5\mu m$ jusqu'à $1.6\mu m$ (courbe en vert), qui est significativement amélioré par rapport aux deux autres cas (couplage bout à bout et couplage via un taper sans défauts). On remarque aussi que la largeur de la bande de transmission est réduite par rapport aux résultats présentés (figure 3.17), mais, ce résultat demeure encore satisfaisant quant aux besoins des communications optiques.

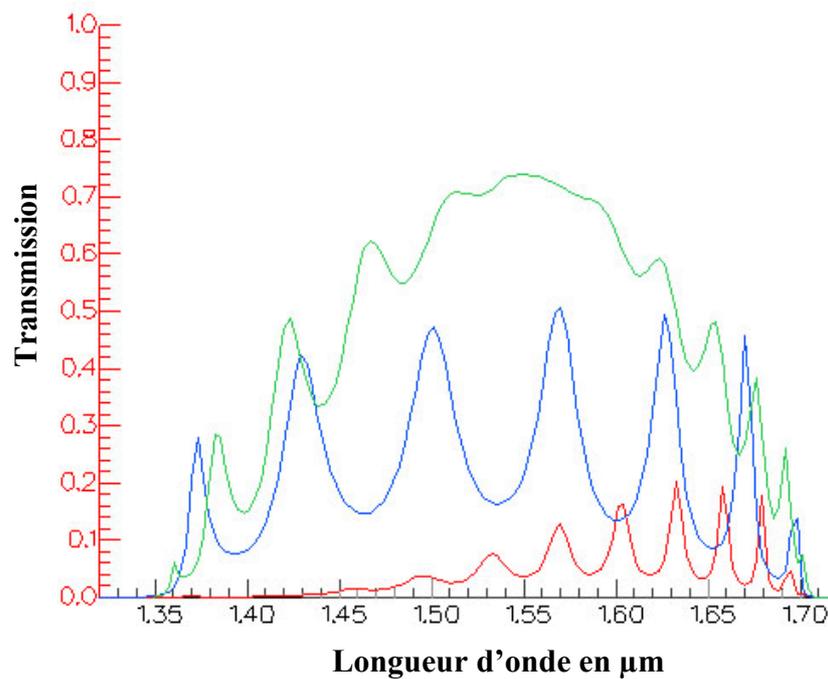


Figure 3.21 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $w = 3\mu m$. Couplage sans taper (courbe en rouge), avec taper sans défauts (courbe en bleu) et avec défauts de rayons $r_{int} = 0.0325\mu m$ et $r_{ext} = 0.102\mu m$ placés à $x_{int} = 0.7905\mu m$ et $x_{ext} = 0.3022\mu m$ (courbe en vert).

3.3 Couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées :

Pour étudier une autre technique de couplage proposée dans le chapitre 2 (§ 2.3.3), nous allons utiliser un cristal photonique bidimensionnel de tiges de section circulaire réparties selon un réseau triangulaire de pas $a = 0.465\mu\text{m}$ et enveloppées dans une matrice diélectrique d'indice de réfraction $n = 1.45$. Le rayon des tiges est $R = 0.2a = 0.093\mu\text{m}$ et l'indice de réfraction est $n = 3.45$. C'est la même structure d'étude utilisée dans la section précédente. Le guide à cavités couplées est formé par une chaîne de 5 cavités séparées les unes des autres par une seule rangée de motifs. Chaque cavité, elle même est obtenue en retirant un seul motif du cristal. Le guide à cristal photonique est créé par l'omission d'une rangée de tiges dans la direction ΓK , sa longueur est de $3a$, il est couplé à l'entrée et à la sortie du guide à cavités couplées, comme le montre la figure 3.22.

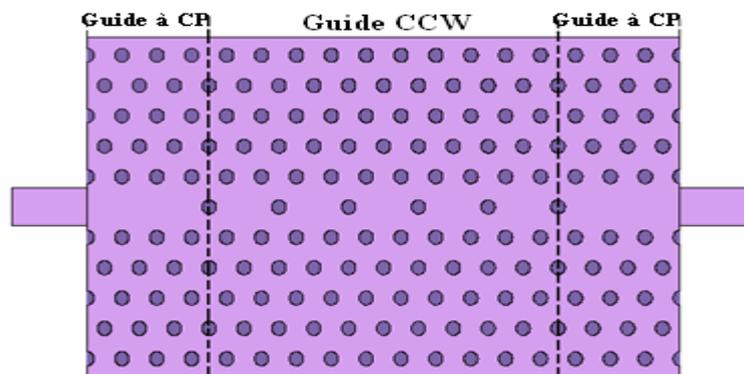


Figure 3.22 : Schéma d'une chaîne de 5 cavités couplées à un guide à cristal photonique de longueur $3a$ à l'entrée et à la sortie.

3.3.1 Couplage bout à bout :

La lumière est couplée à l'intérieur du guide à CP à travers un guide diélectrique de largeur $0.5\mu\text{m}$. Ce même guide est utilisé à la sortie pour récolter la lumière transmise. La figure 3.23 montre le spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage bout à bout entre le guide à CP et le guide CCW. On remarque que le taux de transmission n'est seulement que de 30% (courbe en rouge). Mais quand on utilise l'une des techniques de couplage proposées dans la partie précédente (le choix s'est porté sur le taper de longueur $3a$), le taux de transmission atteint 60% (courbe en bleu). Ce taper sera utilisé dans toutes les simulations qui vont suivre.

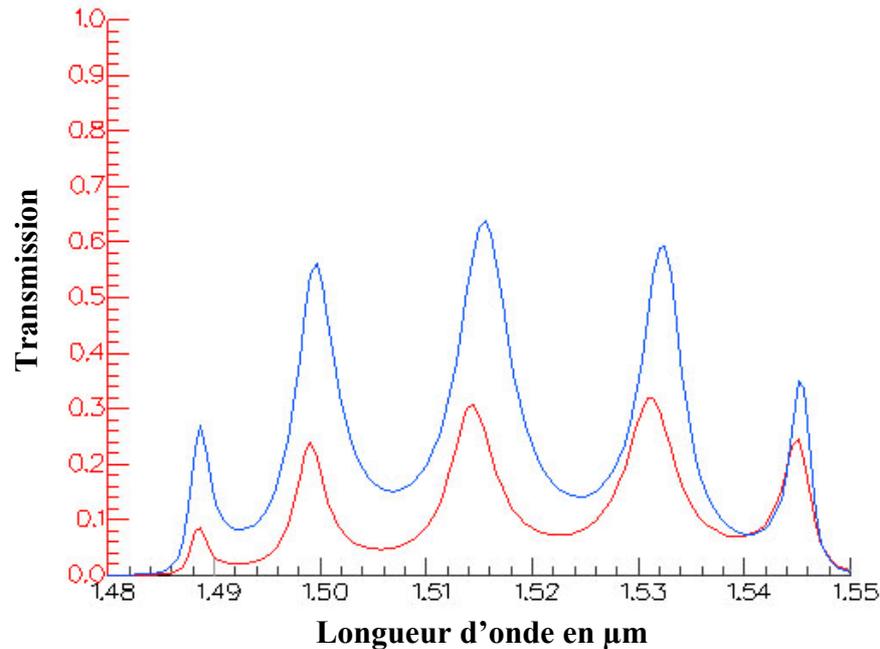


Figure 3.23 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre un guide à cristal photonique et un guide à cavités couplées en utilisant le taper 3a (courbe en bleu) et sans taper (courbe en rouge).

Sur la figure 3.23 (courbe en bleu), on peut voir l'apparition de plusieurs pics de résonance. Le nombre de ces pics dépend du nombre de cavités qui forment le guide. Pour éliminer les pics indésirables, l'utilisation d'un taper est indispensable.

3.3.2 Couplage par l'intermédiaire d'un taper :

Le taper utilisé est formé par une chaîne de cavités ajoutée à l'entrée et à la sortie du guide CCW. Ce taper est formé par la variation progressive du rayon des tiges séparant les cavités. Cette variation progressive des rayons repose sur la relation suivante (San05) :

$$r = \frac{n.R}{(L+1)} \quad (3.1)$$

Où :

- n est l'ordre des rangées des tiges séparant les cavités qui forment le taper.

- R est le rayon des tiges du cristal photonique.

- L est la longueur du taper.

Pour améliorer la transmission, on utilise d'abord un taper de longueur $L = 3a$ (figure 3.24).

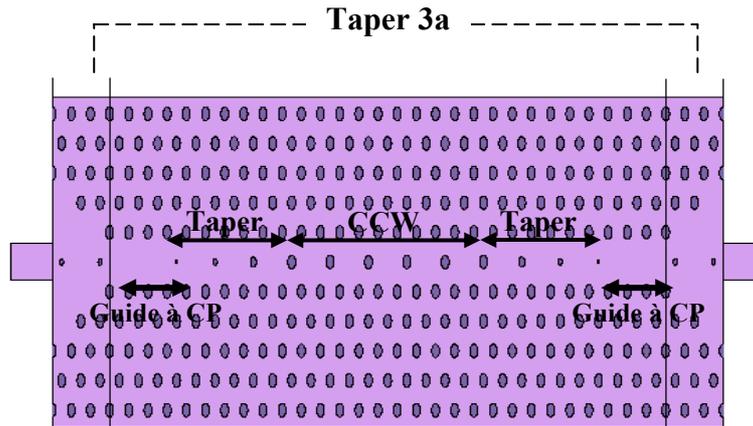


Figure 3.24 : Schéma du couplage entre guide à cavités couplées et guide à cristal photonique par l'intermédiaire d'un taper de longueur $L = 3a$.

La transmission en fonction de la longueur d'onde est donnée sur la figure 3.25. Il est clair que le ratio crête à crête des pics de résonance indésirables est réduit lorsqu'on a introduit le taper. Cette amélioration se produit seulement pour les courtes longueurs d'onde, tandis que les pics persistent pour les grandes longueurs d'onde.

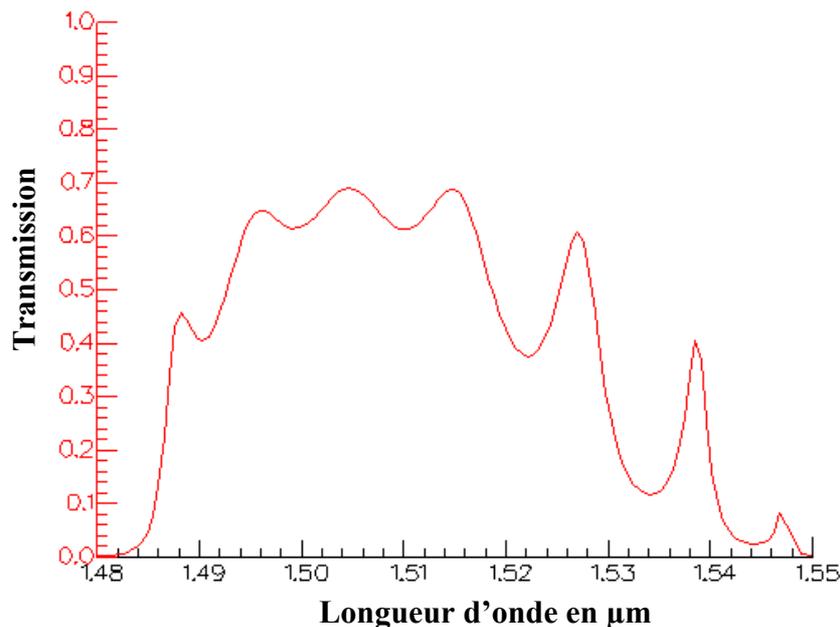


Figure 3.25 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre un guide à CP et CCW via un taper de longueur $L = 3a$.

Pour améliorer la transmission pour des valeurs élevées des longueurs d'onde, on peut jouer sur la longueur des tapers placés aux deux extrémités du guide CCW. Pour cela, trois tapers de longueurs différentes ont été utilisés $L = 6a$, $L = 9a$, $L = 12a$. Le spectre de la transmission est relevé en fonction de la longueur d'onde sur la figure 3.26 pour un guide

CCW de 5 cavités et pour différentes longueurs de tapers. On remarque que la gamme de longueur d'onde, pour laquelle on observe un spectre de transmission plat, augmente au fur et à mesure que le taper devient plus long. Pour un taper de longueur $L = 12a$, on obtient un spectre plus plat que dans les autres cas, mais un taux de transmission de seulement de 50% est obtenu à cause des pertes de propagation qui se manifestent lorsque la longueur totale du taper/ guide CCW/ taper augmente.

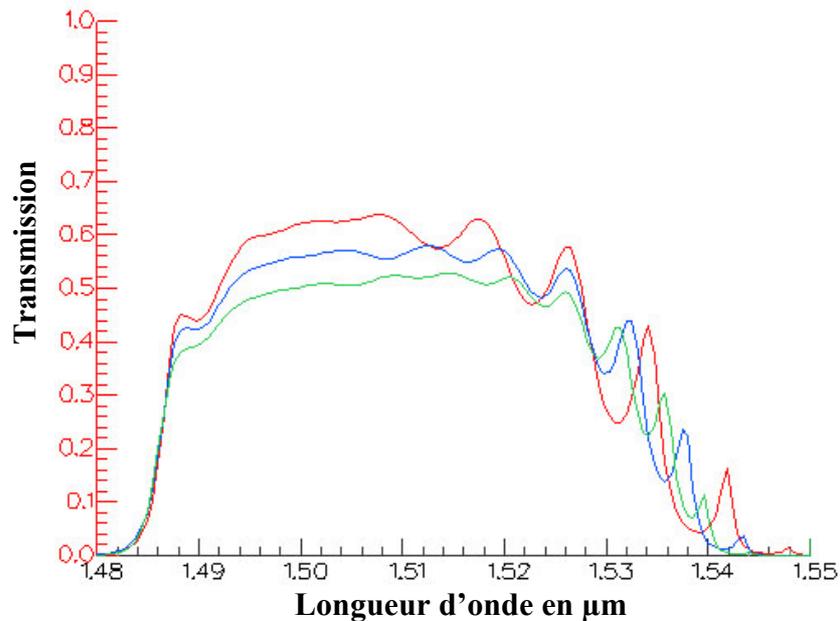


Figure 3.26 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre un guide à CP et CCW via un taper de longueur $L = 6a$ (courbe en rouge), $L = 9a$ (courbe en bleu), $L = 12a$ (courbe en vert).

3.4 Validation :

Le guide à cristal photonique considéré dans cette partie est réalisé en omettant une rangée de tiges dans la direction ΓK d'un réseau triangulaire de tiges de Silicium de rayon $R = 0.2a$ et d'indice de réfraction $n = 3.45$. Ces tiges sont entourées par une matrice diélectrique de silice d'indice de réfraction $n = 1.45$. Le pas du réseau est égal à $a = 0.465\mu\text{m}$. Un guide diélectrique de silice, d'indice de réfraction $n = 1.45$ et de largeur $w = 1.5\mu\text{m}$, est couplé à l'entrée et à la sortie du guide à cristal photonique par l'intermédiaire d'un taper de longueur a dans lequel on introduit un défaut judicieusement placé, de manière à améliorer l'efficacité de couplage entre les deux guides. Dans ce qui va suivre, on considère trois cas de figures: couplage sans taper, couplage avec taper sans défaut et couplage avec taper en introduisant le défaut. La longueur du cristal photonique est égal à $11a$ dans les trois cas.

La figure 3.27 montre le spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde calculé par la méthode FDTD (a) (San05) et par le simulateur Fimmwave- Fimmprop (b) (basé sur la méthode de la décomposition en modes propres, EME). En comparant les deux courbes, nous pouvons noter des formes et des valeurs globalement similaires, on peut conclure que nos résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par la méthode FDTD.

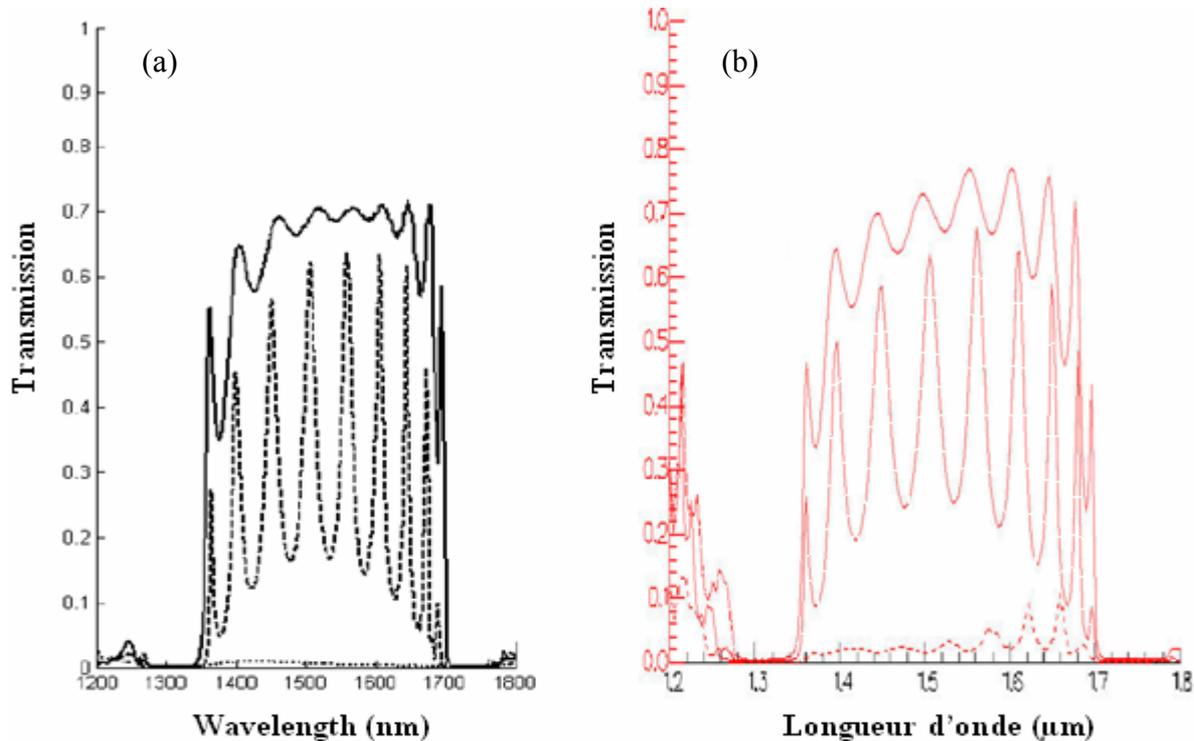


Figure 3.27 : Spectre de transmission en fonction de la longueur d'onde pour un couplage entre guide W_1 et un guide diélectrique de largeur $w = 1.5\mu\text{m}$ calculé par (a) la méthode FDTD et (b) le simulateur Fimmwave- Fimmprop. Couplage sans taper (courbe en pointillé), avec taper sans défaut (courbe en tiret) et avec un seul défaut de rayon $r_{\text{def}} = 0.0465\mu\text{m}$ placé à $x_{\text{def}} = 0.2325\mu\text{m}$ (courbe pleine).

3.5 Conclusion :

La problématique de ce chapitre concerne l'étude du couplage dans les guides à cristaux photoniques. Le but est d'améliorer ce couplage par l'introduction de tapers à cristaux photoniques dans le CP. Dans un premier temps, nous avons abordé le couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique. Dans ce cas, le taper est formé par l'omission de quelques tiges du cristal photonique et comportant un défaut localisé judicieusement placé de manière à diminuer les effets de résonance se produisant dans la transition. Un taux de transmission de 80% est obtenu, il est nettement amélioré par rapport au couplage via un taper sans défauts et au couplage bout à bout. Nous nous sommes concentrés par la suite au couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Dans le taper utilisé on

joue sur la variation progressive du rayon des tiges séparant les cavités du guide à cavités couplées. On a remarqué que la plage en longueur d'onde, pour laquelle on observe un spectre de transmission plat, augmente avec l'augmentation de la longueur du taper. Pour un taper court, on a relevé un taux de transmission supérieur à 60%. Tandis que pour les taper longs, ce taux ne dépasse pas 55%.

Conclusion générale

Le travail du mémoire présenté concerne l'étude du couplage dans les guides à cristaux photoniques, ces matériaux étant l'une des solutions les plus prometteuses pour la réalisation de fonctionnalités optiques à l'échelle sub- micronique.

Nous avons pour cela étudié deux types de couplage : couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique, et couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées.

Tout d'abord, nous nous sommes concentrés sur l'étude du couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique. Nous avons vu que lorsque la largeur du guide diélectrique augmente, l'efficacité de couplage entre les deux guides se dégrade à cause du désaccord du profil de mode. Pour l'améliorer, nous avons proposé une technique de couplage basée sur l'introduction d'un certain nombre de défauts dans la transition à cristal photonique, diminuant ainsi la réflexion et augmentant l'efficacité de transmission dans une large bande de longueur d'onde. Le nombre de ces défauts et leurs paramètres (rayon et position) dépendent de la longueur de la transition : On propose une transition courte dans le cas du couplage à partir d'un guide diélectrique étroit, un seul défaut est suffisant pour observer une amélioration significative par rapport au couplage avec taper (transition) sans défaut et au couplage bout à bout. Un taper plus long nécessite plus d'un défaut.

Pour analyser l'influence de la longueur du taper sur l'efficacité de couplage, nous avons considéré deux longueurs différentes (a et $3a$) pour un couplage à partir d'un guide diélectrique de largeur donnée ($w = 1.5 \mu m$). L'efficacité de transmission est meilleure pour

un taper de longueur $3a$. On a également prouvé que cette technique était aussi efficace dans le cas d'un guide diélectrique plus large ($w = 3\mu m$), mais dans ce cas la longueur du taper est égale à $2a$.

En résumé, un taux de transmission supérieur à 70% a été obtenu en utilisant la technique de couplage proposée quelque soit la largeur du guide diélectrique couplé à l'entrée et à la sortie du guide à cristal photonique. Dans toutes les structures de tapers analysées, l'efficacité de transmission est améliorée de manière significative suite à l'introduction du défaut.

Nous avons ensuite étudié le couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Un taper constitué par une chaîne de cavités dont le rayon des tiges séparant les cavités varie progressivement, est inséré à l'entrée et à la sortie entre les deux types de guides pour améliorer l'accord entre modes. Quatre tapers de longueurs différentes ont été utilisés. Nous avons remarqué que l'utilisation des tapers courts n'améliore la transmission que pour les courtes longueurs d'onde. Dans ce cas, un spectre plat avec un taux de transmission supérieur à 60% a été obtenu. Tandis que pour les longueurs d'onde élevées, on note la présence d'oscillations dues à la réflexion. Pour améliorer la transmission dans ce cas l'utilisation d'un taper long est nécessaire, ainsi la gamme de longueur d'onde, pour laquelle on observe un spectre de transmission plat, augmente avec l'augmentation de la longueur du taper.

Bibliographie

- [Bay00] M. Bayindir, B. Temelkuran, E. Ozbay, “Propagation of photons by hopping: A waveguiding mechanism through localized coupled-cavities in three-dimensional photonic crystals”, *Phys. Rev. B* 61, pp. R11855- R11858, 2000.
- [Bay02] M. Bayindir, E. Ozbay, “Band-dropping via coupled photonic crystal waveguides”, *Optics Express*, vol. 10, n. 22, pp. 1279- 1284, 2002.
- [Ben08] Y. Benachour, “*Optimisation de cristaux photoniques pour l’optique non linéaire*”, Thèse de Doctorat n.8997, Université de Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [Ber08] D. Bernier, “*Propriétés de superprisme des cristaux photoniques sur substrats SOI pour le démultiplexage en longueur d’onde*”, Thèse de Doctorat n. 8997, Université Paris Sud XI, Orsay, 2008.
- [Bie03] P. Bienstman , S. Assefa, S.G. Johnson, J. D. Joannopoulos, G. S. Petrich and L. A. Kolodziejski, “Taper structures for coupling into photonic crystal slab waveguides”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, n. 9, pp. 1817-1821, 2003.
- [Cha04] C. W. Chang, S. C. Cheng, W. F. Hsieh, “High efficiency coupling between external and photonic crystal waveguides by longitudinally shifting waveguide junctions”, *Optics Communications* 242, pp. 517- 524, 2004.
- [Chi04] G. Chietera, A. H. Bouk, F. Poletti, F. Poli, S. Selleri, and A. Cucinotta, “Numerical design for efficiently coupling conventional and photonic crystal waveguides”, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 42, n. 3, pp. 196-199, 2004.
- [Din03] M. Dinu, R.L. Willett, K. Baldwin, L.N. Pfeiffer and K.W. West, “Waveguide tapers and waveguide bends in AlGaAs-based twodimensional photonic crystals”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 4471- 4473, 2003.
- [Fil01] P. Filloux, “*Etude et réalisation de structures bidimensionnelles à bandes photoniques interdites pour le domaine optique et proche infrarouge*”, Thèse de Doctorat n. 6714, Université Paris Sud XI, Orsay, 2001.

- [Glu06] A. Glushko, "Plane wave method for out-of-plane propagation in 2D photonic crystals", *IEEE*, pp. 406- 408, 2006.
- [Guj07] A. Gujjula, J. Sabarinathan, "Optimization of optical delay lines based on photonic crystal coupled cavity waveguides", *IEEE*, pp. 241- 244, 2007.
- [Hap01] T. D. Happ, M. Kamp and A. Forchel, "Photonic crystal tapers for ultracompact mode conversion", *Opt. Lett.*, vol. 26, n. 14, pp. 1102-1104, 2001.
- [Joa95] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, N. J. Winn, *Photonic Crystals- Molding the flow of light*, Princeton University Press, 1995.
- [Joa08] J. D. Joannopoulos, S.G. Johnson, N. J. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals- Molding the flow of light*, Princeton University Press, 2008.
- [Joh87] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2486-2489, 1987.
- [Yab87] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [Joh02] S. G. Johnson, P. Bienstman, M. A. Skrorobogatiy, M. Ibanescu, E. Lidorikis, and J. D. Joannopoulos, "Adiabatic theorem and continuous coupled-mode theory for efficient taper transitions in photonic crystals", *Phys. Rev. E*, vol. 66, 066608, 2002.
- [Jin05] C. Jin, N. P. Johnson, H. M. H. Chong, A. S. Jugessur, S. Day, D. Gallagher, R. M. De La Rue, "Transmission of photonic crystal coupled resonator waveguide (PhCCRW) structure enhanced via mode matching", *Optics Express*, vol. 13, n. 7, pp. 2295- 2302, 2005.
- [Kaw07] Y. Kawaguchi, K. Saitoh, M. Koshiba, "Highly efficient transmission between 1D photonic crystal coupled cavity waveguides and straight waveguides", *IEEE*, 2007.
- [Lan00] N. Landru, "*Etude de modulateurs de lumière à $\lambda = 1.3\mu\text{m}$ à commande électrique en optique intégrée silicium sur isolant*", thèse en sciences de l'université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, 2000.
- [Lar03] S. Lardenoix, "*Distribution optique de signale d'horloge dans les circuits CMOS substrat sur isolant*", thèse en sciences de l'université Paris XI, Orsay, 2003.
- [Lin98] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz and J. Bur, "A three-

- dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths”, *Nature*, vol. 394, pp. 251-253, 1998.
- [Lou03] J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gérard, D. Maystre, et A. Tchelnokov, *Les cristaux photoniques ou « la lumière en cage »*. GET et Lavoisier, Paris, 2003.
- [Lou04] J. M. Lourtioz, “Cristaux photoniques et «gaps» de photons- Propriétés et applications”, *Techniques de l’Ingénieur*, pp. AF 3 710-1– AF 3 710-16, 2004.
- [Lou04a] A. Lounis, “*Etude du couplage guide d’ondes/fibre optique à l’aide du simulateur Fimmprop*”, Mémoire de Magister, Université Mentouri de Constantine, Algérie, 2004.
- [Mek01] A. Mekis and J. D. Joannopoulos, “Tapered couplers for efficient interfacing between dielectric and photonic crystal waveguides”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 19, n.6, pp. 861-865, 2001.
- [Nee06] D. Neel, “*Etude en champ proche optique de guides à cristaux photoniques sur SOI*”, Thèse de Doctorat n.06 ISAL0090, Institut National des Sciences appliquées de Lyon, 2006.
- [Oli01] 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, “Mini-stopbands of a one dimensional system: The channel waveguide in a two dimensional photonic crystal”, *Phys. Rev. B*, vol. 63, n. 11, pp. 113311-1– 113311-4, 2001.
- [Pho02] Photon Design, *Fimmwave– Fimmprop*, Version 4.0, Oxford United Kingdom, 2002.
- [Pot03] P. Pottier, I. Ntakis, R.M. De La Rue, “Photonic crystal continuous taper for low-loss direct coupling into 2D photonic crystal channel waveguides and further device functionality”, *Optics Communications*, 223, pp. 339-347, 2003.
- [Pra02] D.W. Prather, J. Murakowski, S. Shi, S. Venkataram, A. Sharkawy, C. Chen and D. Pustai, “High-efficiency coupling structure for a singleline- defect photonic-crystal waveguide”, *Opt. Lett.*, vol. 27, pp.1601- 1603, 2002.
- [Ros05] L. Rosa, F. Poli, M. Foroni, S. Selleri, “In- and Out-Coupling of Light in Photonic-Crystal and Conventional Dielectric Waveguides of Arbitrary Width”, *IEEE*, pp. 299- 302, 2005.
- [Ros05a] L. Rosa, S. Selleri, F. Poli, “Design of Photonic-Crystal and Wire Waveguide Interface”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, n. 9, pp. 2740- 2745, 2005.

- [Sak01] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer, Berlin, Springer Series in Optical Sciences, ed., vol. 80, 2001.
- [San02] P. Sanchis, J. Martí, A. García, A. Martínez and J. Blasco, “High efficiency coupling technique for planar photonic crystal waveguides”, *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 961-962, 2002.
- [San04] P. Sanchis, P. Bienstman, B. Luyssaert, R. Baets, J. Marti, “Analysis of Butt Coupling in Photonic Crystals”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, n. 5, pp. 541-550, 2004.
- [San05] P. Sanchis, “*Coupling techniques between dielectric waveguides and planar photonic crystals*”, thèse de Doctorat, Université de Valence, Espagne, 2005.
- [San05a] P. Sanchis, J. Martí, W. Bogaerts, P. Dumon, D. Van Thourhout, R. Baets, “Experimental results on adiabatic coupling into SOI photonic crystal coupled cavity waveguides”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, n. 6, 2005.
- [San05b] P. Sanchis, A. Martinez, J. Garcia, F. Cuesta-Soto, J. Marti, “Experimental demonstration of adiabatic coupling into SOI photonic crystal coupled cavity waveguides”, *Conference on Lasers & Electro-Optics (CLEO)*, pp. 1159-1161, 2005.
- [Tal02] A. Talneau, Ph. Lalanne, M. Agio, and C.M. Soukoulis, “Low reflection photonic crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths”, *Opt. Lett.*, vol. 27, n. 17, pp. 1522-1524, 2002.
- [Tal03] A. Talneau, M. Mulo, S. Anand, Ph. Lalanne, “Compound cavity measurements of transmission and reflection of a tapered single-line photonic crystal waveguide”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 2577- 2579, 2003.
- [Tor04] J. Torres, “*Exaltation de la génération de second harmonique dans les Cristaux Photoniques à base de Nitrures*”, Thèse de Doctorat, Université de Montpellier II, 2004.
- [Wil06] B. Wild, “*Etude expérimentale des propriétés optiques des cristaux photoniques bidimensionnels et de leur accordabilité*”, Thèse de Doctorat n. 3573, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- [Xin05] A. Xing, M. Davanco, D. J. Blumenthal, E. L. Hu, “Transmission measurement of tapered single line defect photonic crystal waveguides”, *Photnics Technology Letters, IEEE*, vol. 17, n. 10, pp. 2092- 2094, 2005.

- [Xu00] Y. Xu, R. Lee, and A. Yariv, “Adiabatic coupling between conventional dielectric waveguides and waveguides with discrete translational symmetry”, *Opt. Lett.*, vol. 25, n. 10, pp. 755-757, 2000.
- [Yab87] E. Yablonovitch, “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
- [Yab93] E. Yablonovitch, “Photonic band-gap structures”, *Journal of Optical Society of America B*, vol. 10, n. 2, pp. 283- 295, 1993.
- [Yar99] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer, “Coupled resonator optical waveguides: A proposal and analysis,” *Opt. Lett.*, vol. 24, pp.711-713, 1999.
- [Yeh79] P. Yeh, “Electromagnetic propagation in birefringent layered media”, *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 69, n. 5, pp. 742-756, 1979.
- [Yeh08] C. Yeh, F. I. Shimabukuro, *The essence of dielectric waveguides*, Springer, 2008.
- [Yoh01] D. Yohan, “*Conception et études optiques de composants micro-photoniques sur matériaux III-V à base de structures à bande interdite de photon*”, Thèse de Doctorat n.01 ISAL0081, Institut National des Sciences appliquées de Lyon, 2001.
- [Zel03] M. Zelsmann, “*Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l’émission et l’extraction de lumière*”, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble 1, 2003.
- [Zel04] J. Zeller, F. Jain, Photonic crystal coupled cavity waveguide for 1.55 μm operation”, *IEEE*, pp. 685- 686, 2004.
- [Zen87] R. Zengerle, “Light propagation in singly and doubly periodic planar waveguides”, *Journal of Modern Optics*, vol. 34, n. 12, pp. 1589- 1617, 1987.

Etude du couplage dans les guides d'onde à cristaux photoniques

Les cristaux photoniques sont des structures dont l'indice de réfraction varie de manière périodique à l'échelle de la longueur d'onde dans une, deux ou trois directions de l'espace. Cette variation périodique de l'indice optique entraîne l'apparition de bandes interdites photoniques : gammes de fréquences pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans la structure, quelque soit sa polarisation et sa direction de propagation.

Deux types de guides d'onde à cristaux photoniques ont été étudiés, le premier est un guide droit appelé W_1 créé par l'omission d'une rangée de tiges du cristal photonique. Le deuxième est appelé guide à cavités couplées (CCW), il est composé d'une chaîne de cavités séparées les unes des autres par une rangée de tiges.

Dans un premier temps, nous avons étudié le couplage entre guide diélectrique et guide à cristal photonique W_1 . L'utilisation d'une transition formée par l'omission de quelques motifs du guide à cristal photonique et comportant un défaut, augmente de manière significative l'efficacité de couplage entre les deux types de guides. Nous avons également montré l'influence de la taille de la transition quant à l'efficacité de couplage. Ensuite, nous avons traité le cas du couplage entre guide à cristal photonique et guide à cavités couplées. Dans ce cas, le couplage est assuré par une transition basée sur la variation progressive du rayon des tiges séparant les cavités du guide à cavités couplées.

Study of coupling in photonic crystals waveguides

Photonic crystals are structures, in which the periodicity of their refractive index is on the order of the wavelength of light in one, two or three directions of space. The periodicity of the refractive index leads to the appearance of photonic bands gap: Frequency ranges for which light can not propagate in the structure, whatever its polarization and propagation direction.

Two types of photonic crystals waveguides have been studied, the first is a linear waveguide called W_1 created by the omission of one row of rods of the photonic crystal. The second guide is called coupled cavity (CCW), it consists of a chain of cavities separated from each other by one row of rods.

Initially, we studied the coupling between dielectric waveguide and photonic crystal waveguide W_1 . We have shown that the use of a transition formed by the omission of some rods of the photonic crystal waveguide and with a defect, so called photonic crystal taper, increases significantly the coupling efficiency between the two types of waveguides. We have also shown the influence of the size of this taper on the coupling efficiency. Then we discussed the case of coupling between photonic crystal waveguide and coupled cavities waveguide. In this case, the coupling is ensured by a taper based on varying gradually the radius of rods separating the cavities of the coupled cavity waveguide.

ملخص

البلورات الفوتونية هي بنى مركبة تتميز بقرينة انكسار دورية في اتجاه واحد، اتجاهين أو ثلاثة اتجاهات من الفضاء. دورية القرينة البصرية تؤدي إلى ظهور رقعات ضوئية ممنوعة : نطاقات التردد التي بالنسبة إليها لا يمكن للضوء ان ينتشر في الهيكل، بغض النظر عن إستقطابه و جهة و انتشاره.

نوعان من موجّهي الموجة قد تمّت دراستهما، الأوّل مستقيم يسمّى W_1 ، ناشئ عن نزع صف من القضبان من البلورة الفوتونية. النوع الثاني يدعى بموجّه الموجة باقتران الفجوات، يتكوّن من سلسلة من الفجوات مفصولة عن بعضها البعض بواسطة صف من القضبان.

أولاً، قمنا بدراسة الاقتران ما بين موجّه الموجة العازل وموجّه الموجة الفوتونية. استعمال انتقال ناشئ عن نزع بعض القضبان من البلورة الفوتونية و يحتوي على عيب، يزيد بصفة فعالة من كفاءة الاقتران بين موجّهي الموجة. لقد بيّنا أيضاً تأثير طول الانتقال على كفاءة الاقتران. بعدها، درسنا الاقتران بين موجّه الموجة في البلورة الفوتونية و موجّه الموجة باقتران الفجوات. في هذه الحالة، يتم الاقتران بواسطة انتقال يعتمد على التغيير المتزايد في نصف قطر القضبان التي تفصل الفجوات المكوّنة لموجّه الموجة باقتران الفجوات.