

---

# **THESE**

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Joseph Fourier**  
**Spécialité Physique**

Présentée et soutenue publiquement par

**Antoine Salomon.**

Ingénieur de l'École Supérieure d'Optique

Le 24 Janvier 2007

<p><b>Cristaux photoniques bidimensionnels en SOI et leur couplage avec un miroir de Bragg.</b></p>
---------------------------------------------------------------------------------------------------------

Composition du Jury :

Rapporteurs	Philippe Boucaud David Cassagne
Examineurs	Christian Seassal Vincent Calvo Kuntheak Kheng
Directeur de thèse	Noël Magnea
Invité	Jean-Marc Fédéli

---

Laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures  
Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée - CEA-Grenoble.  
Laboratoire d'Électronique et des Techniques de l'Information  
CEA-Grenoble.



# Remerciements.

Je tiens à remercier tout d'abord les responsables des laboratoires du Commissariat à l'Énergie Atomique de Grenoble qui m'ont accueilli et permis de mener pendant trois ans les recherches de ma thèse dans d'excellentes conditions tant matérielles qu'humaines. Je remercie donc Jean-Marc Fédéli du Laboratoire d'Électronique et des Technologies de l'Information ainsi qu'Emmanuel Hadji du laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structure du service de Physique des Matériaux et des Microstructure au Département de la Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée. Je dis merci à tous pour le soutien technique et moral que vous m'avez apporté pendant ces trois années.

Je remercie ensuite David Cassagne et Philippe Boucaud d'avoir accepté le rôle de rapporteur pour cette thèse et Kuntheak Kheng celui de président du jury. Je remercie aussi Christian Seassal d'avoir bien voulu participer au jury.

Je suis aussi extrêmement reconnaissant vis-à-vis du CEA pour avoir accepté de financer pendant trois ans mes travaux à travers le projet Recherche Technologique de Base.

Je remercie aussi Noël Magnea d'avoir été mon Directeur de Thèse et d'avoir toujours trouvé le temps de rendre mon travail plus pertinent à travers ses remarques et conseils.

Je dis aussi merci à Thomas Charvolin d'avoir pris le temps de me former à l'utilisation des divers machines de la salle PROMES ainsi qu'aux techniciens responsables de celle-ci : Frédéric Gustavo et Jean-Luc Thomassin. Je remercie Emmanuel Picard pour le soutien qu'il m'a apporté lors de la mise au point technique de bancs de mesures et pour les discussions enrichissantes que nous avons eues. Je remercie aussi particulièrement Vincent Calvo d'avoir toujours été là pour me soutenir, pour toutes les idées qu'il m'a apportées et de m'avoir appris à toujours avoir un regard critique face à un problème ou des résultats.

Merci également à tous mes collègues thésards. Ceux qui ont fini avant moi, Nicolas, Benoît, Jérémie et Romain et ceux qui arrivaient ou finissaient quand je partais, Philippe, Kevin, Damien, Bhadisse- je vous souhaite bonne chance à tous.

Je remercie aussi Eric de la bonne humeur qu'il apportait et de m'avoir supporté pendant la traversée du Vercors. Merci à Pierre d'avoir travailler avec moi. Je tiens aussi à le remercier ainsi qu'Emmanuel pour m'avoir fait découvrir la région grenobloise à travers le ski de fond et le cyclisme. Bonne route à tous les deux.

Enfin je tiens à remercier toutes les personnes qui ont fait de mon séjour grenoblois une étape importante de ma vie qui restera toujours un excellent souvenir.





**Introduction.....1****Chapitre 1 : Les cristaux photoniques.....5**

I.1	Introduction.....	5
I.2	Propagation de la lumière dans un milieu diélectrique.....	7
I.2.a.	Position du problème : les équations de Maxwell.....	7
I.2.b.	Méthode numérique de résolution.....	9
	(a) <i>La méthode des ondes planes</i> .....	9
	(b) <i>La méthode de la FDTD</i> .....	11
	(c) <i>Autres modèles</i> .....	15
I.3	Le diagramme de bande d'un cristal photonique.....	17
I.3.a	La notion de zone de Brillouin irréductible.....	17
I.3.b	Le cas cristal unidimensionnel.....	20
I.3.c	Le cristal bidimensionnel.....	25
I.3.d	Les cristaux photoniques tridimensionnels.....	27
I.3.e	Le cas du cristal photonique bidimensionnel en géométrie de guide d'onde planaire.....	29
	(a) <i>Le guide d'onde planaire</i> .....	29
	(b) <i>Les cristaux photoniques en géométrie guide d'onde</i> .....	32
	(c) <i>L'approximation de l'indice effectif</i> .....	35
I.4	Application de la structure de bande photonique d'un cristal pour manipuler la lumière.....	35
I.4.a	La bande interdite photonique.....	35
	(a) <i>Les cavités à cristaux photoniques</i> .....	36
	(b) <i>Filtres à base de cristaux photoniques</i> .....	37
	(c) <i>Guides à cristaux photoniques</i> .....	38
I.4.b	La courbure de bande : ingénierie de la dispersion.....	39
	(a) <i>Cristaux photoniques pour la contrôle de la dispersion</i> .....	39
	(b) <i>Modes lents d'un cristal photonique</i> .....	41
I.5	Les matériaux utilisés.....	41
I.6	Conclusion.....	42

## Chapitre 2 : Fabrication et caractérisation des cristaux

<b>photoniques.....</b>	<b>43</b>
II.1 Fabrication technologique des cristaux photoniques.....	43
II.1.a. Le substrat SOI.....	45
II.1.b. La lithographie : définition du motif du cristal.....	45
(a) La lithographie optique.....	45
(b) La lithographie électronique.....	46
II.1.c. La gravure.....	51
(a) Le principe de la gravure sèche ou gravure plasma.....	51
II.2 Montages de caractérisation des cristaux photonique.....	54
II.2.a Le banc de macro-photoluminescence.....	54
II.2.b Le banc de micro-photoluminescence.....	56
II.3 Conclusion.....	59

## Chapitre 3 : Photoluminescence de cristaux photonique en

<b>silicium cristallin.....</b>	<b>61</b>
III.1 Silicium et émission de lumière.....	61
III.1.a Luminescence du silicium cristallin.....	61
III.1.b Silicium et erbium.....	63
III.2 Cristaux photoniques en silicium cristallin pour composants à 1.1 $\mu\text{m}$ .....	66
III.2.a Cas du réseau de trous dans la couche de silicium d'un SOI .....	66
(a) Cavité H1 sur SOI.....	67
(b) Cavité L1 sur SOI.....	70
(c) Cavité H5 à modes lents.....	73
III.2.b Photoluminescence d'un cristal photonique de damiers de silicium.....	78
(a) Les damiers de silicium.....	78
(b) Spectroscopie optique de structures de damiers de silicium.....	79
III.3 Cristaux photoniques et en silicium pour composants à 1.5 $\mu\text{m}$ .....	84
III.3.a. Cristal photonique à modes lents implanté Er/O.....	84
(a) Fabrication des échantillons.....	84
(b) Photoluminescence de cristaux photoniques à modes lents implantés Er/O.....	87

(c) Émission angulaire de cristaux photoniques à modes lents implanté Er/O.....	90
(d) Mesures de durée de vie.....	91
III.3.b. SRO : Er et cristaux photoniques.....	92
(a) Le SRO :Er.....	92
(b) Couplage de SRO : Er avec un cristal photonique.....	94
III.4 Conclusion.....	99

## **Chapitre 4 : Couplage de cristaux photoniques.....101**

V.1 Principe de l'association d'un cristal photonique bidimensionnel avec un miroir de Bragg.....	101
V.1.a Problématique.....	101
V.1.b Rappels sur le miroir de Bragg.....	103
V.2 Montage et éléments nécessaires à la caractérisation expérimentale.....	105
V.2.a Montage de mesure optique.....	105
V.2.b Fabrication des miroirs de Bragg.....	112
V.3 Résultats expérimentaux du couplage entre un cristal photonique bidimensionnel et un miroir de Bragg.....	115
V.3.a Réponse au couplage avec un miroir d'un Bragg d'un réseau de piliers de Silicium sur SOI organisé en cristal photonique.....	115
(a) Mise au point du cristal photonique.....	115
(b) Résultats expérimentaux.....	119
(c)	
V.3.b. Couplage d'un miroir de Bragg avec un cristal photonique en semi-conducteur III-V.....	129
V.4 Structures quasi 3D.....	132
V.5 Conclusion.....	137

## **Conclusion et perspectives.....139**

## **Publications.....141**

<b>Références.....</b>	<b>143</b>
------------------------	------------

## Introduction.

Les vrais progrès technologiques réalisés par l'homme sont tous passés tout d'abord par la maîtrise de la physique de la matière. Les premiers hommes utilisaient des propriétés de la matière brute comme la solidité du silex ou bien la dureté du fer.

Puis sont arrivés ceux que l'on pourrait appeler les premiers ingénieurs. Ils ont commencé à faire plus que d'utiliser la matière brute. Ils associèrent divers matériaux afin d'obtenir de meilleurs propriétés comme nous le montre le cheminement des premiers bronzes jusqu'aux aciers et ciments les plus modernes. Nous possédons aujourd'hui une vaste gamme de matériaux aux propriétés mécaniques les plus variées : métaux, céramiques, plastiques ...

Durant le vingtième siècle, cette maîtrise s'est étendue aux propriétés électriques de la matière. Les percées dans la physique des semi-conducteurs ont permis de moduler la conduction de ces semi-conducteurs, engendrant la révolution technologique de l'électronique et de la microélectronique. Actuellement, grâce aux nouvelles céramiques les scientifiques sont en passe de trouver des supraconducteurs fonctionnant à température ambiante. Pendant les trente dernières années une nouvelle frontière a commencé à être franchie : celle du contrôle des propriétés optiques de la matière. Ceci s'est illustré dans les télécommunications où les fibres rendent possible la création et le guidage de la lumière, mais aussi dans le boom qu'ont connu les diodes lasers et autres LED qui font maintenant partie de notre quotidien.

Réussir à domestiquer la lumière pourrait engendrer un nouveau bond technologique car celle-ci est un excellent vecteur d'information du fait de sa grande fréquence et de son insensibilité aux perturbations électromagnétiques. De plus, la microélectronique du futur va se heurter aux problèmes des interconnexions électriques : limitations de la bande passante, dissipations électriques, capacités parasites entre circuits trop proches... et l'interconnexion optique semble être une alternative à ces problèmes. De là à imaginer une puce entièrement photonique il n'y a qu'un pas.

Une des voies prometteuses pour atteindre ce but serait de réussir à mettre au point des micro-nano-dispositifs photoniques (émetteurs, connecteurs, modulateurs) en utilisant le silicium comme élément de base car ces derniers seraient entièrement compatibles avec la filière silicium, bénéficiant ainsi de toute la technologie de la microélectronique. Mais la réalisation de tels composants nécessite tout d'abord une parfaite compréhension de la physique « optique » de ces micro-nano objets car, si le silicium présente des propriétés électriques intéressantes, celles optiques posent un autre problème du fait du gap indirect de ce dernier. De plus, à cause de fort

contraste d'indice entre le silicium (3.5) et l'air (1), une très faible partie de la lumière émise est extraite suivant la direction verticale. Il convient donc, si on veut réaliser une source optique tout silicium, d'essayer d'améliorer à la fois l'émission optique du silicium ainsi que l'extraction de ce signal photonique.

Les cristaux photoniques (CP), imaginés en 1987 par E.Yablonovitch et S.John, et s'inspirant grandement de l'électronique, pourraient permettre de surmonter ce handicap et nous faire atteindre cet objectif de la puce photonique en silicium. De tels cristaux présentent une modulation de l'indice optique dans différentes directions de l'espace qui a pour conséquence de structurer la dispersion électromagnétique du matériau. On peut ainsi interdire la propagation de la lumière dans certaines directions et pour certaines énergies comprises dans ce que l'on appelle la bande interdite photonique (analogue au gap des semi-conducteurs), ou bien introduire des modes à très faible vitesse de groupe. On dispose, grâce à ces cristaux photoniques, de plusieurs degrés de libertés pour réaliser une véritable ingénierie des modes électromagnétiques afin d'améliorer les interactions onde/matière et le couplage au continuum radiatif dans le but d'augmenter l'extraction de lumière.

Nous nous sommes attachés au cours de ce travail à étudier de quelles façons l'association de cristaux photoniques avec un substrat de silicium sur isolant (SOI) permettait d'augmenter de façon significative l'émission de la couche de silicium de ce dernier et comment on pourrait envisager de fabriquer une source de lumière aux longueurs d'onde de  $1.1\ \mu\text{m}$  et  $1.5\ \mu\text{m}$ . Nous nous sommes aussi particulièrement intéressés aux effets du couplage de deux cristaux photoniques sur l'émission en associant un miroir de Bragg avec un cristal photonique bidimensionnel.

Dans un premier chapitre, nous passerons en revue les différents aspects théoriques des cristaux photoniques ainsi que leurs applications diverses. Nous nous attarderons sur la notion de bande interdite photonique et de modes lents qui sont les deux propriétés des cristaux photoniques utilisées pour améliorer l'extraction de lumière.

Dans une deuxième partie, nous nous intéresserons à la fabrication de ces cristaux photoniques à partir d'un substrat de SOI.

Au long du troisième chapitre nous étudierons les propriétés optiques de cristaux photoniques bidimensionnels gravés dans la couche de silicium d'un SOI. Nous montrerons comment le couplage des désexcitations radiatives de paires électrons/trous à des modes de cristaux photoniques modifie l'émission optique d'un film de silicium cristallin et permet la mise au point de composants photoniques émetteurs à  $1.1\ \mu\text{m}$ . Nous présenterons aussi une première extension de ces résultats à des composants en SOI émetteurs à  $1.5\ \mu\text{m}$ .

Enfin dans le quatrième et dernier chapitre nous traiterons du couplage entre un miroir de Bragg et un cristal photonique bidimensionnel. Nous observerons de quelles manières on peut, en associant un miroir de Bragg avec un CP, moduler les propriétés de l'émission optique d'un CP 2D. Nous finirons ce chapitre en présentant une première fabrication technologique de composants couplant un cristal photonique avec deux miroirs de Bragg et leur caractérisation optique.





# Chapitre 1 : Les cristaux photoniques.

Dans ce premier chapitre nous étudierons les concepts de base des cristaux photoniques en examinant la propagation de la lumière dans un milieu diélectrique périodique. Nous définirons la notion de bandes photoniques et verrons comment exploiter celles-ci. Enfin nous effectuerons un tour d'horizon de l'état de l'art des cristaux photoniques et nous nous arrêterons sur les matériaux utilisés.

## I.1 Introduction.

Depuis la découverte de la dualité « onde-corpuscule », la physique et plus particulièrement la physique du solide, n'a cessé de s'inspirer de l'électromagnétisme et de l'optique pour modéliser différents phénomènes. De nombreux problèmes d'excitations électroniques sont expliqués avec succès en terme d'onde comme par exemple les interférences entre électrons. L'étude théorique des cristaux photoniques, quant à elle, emprunte le chemin inverse. Celle-ci s'inspire grandement de la physique du solide pour expliquer le comportement de la lumière, une onde, dans ces cristaux dits photoniques.

Pour la physique du solide, un cristal est un arrangement périodique tridimensionnel d'atomes. Dans un tel milieu les électrons sont soumis à l'action d'un potentiel périodique et certaines bandes d'énergie leurs sont interdites formant des « gap » [1]. Se pose alors la question de savoir si il n'existerait pas pour les photons un tel milieu où des bandes de fréquences leurs seraient interdites ?

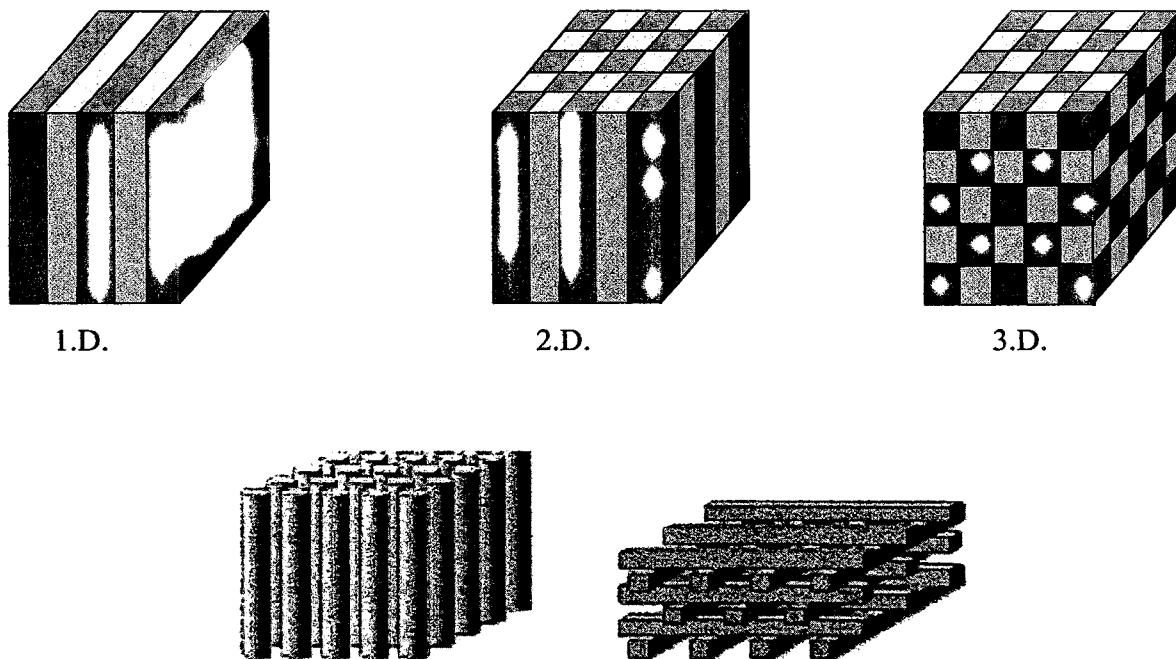
Lorsque l'on compare les équations de Maxwell (1-1) décrivant la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique sans pertes de constante  $\epsilon(\vec{r})$  avec celles de Schrödinger pour un électron de masse  $m$  dans un potentiel  $V(\vec{r})$  (1.2), sans tenir compte du spin de celui-ci, on observe que la constante  $\epsilon(\vec{r})$  joue un rôle analogue à celui du potentiel.

$$\vec{\nabla} \times [\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r})] = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \quad 1-1$$

$$\nabla^2 \Psi(\vec{r}) = -\frac{2m}{\hbar^2} (E - V(\vec{r})) \Psi(\vec{r}) \quad 1-2$$

La différence entre ces deux équations, l'une scalaire l'autre vectorielle, provient de la différence de spin entre le photon (boson) et l'électron (fermion). L'idée est alors de moduler cette constante diélectrique périodiquement comme l'est le potentiel dans un cristal pour la physique du solide. Les cristaux photoniques peuvent donc être définis comme des matériaux transparents présentant une constante diélectrique variant périodiquement. Comme illustré dans la figure 1-1 cette modulation peut-être à une, deux ou trois dimensions.

De la même façon que pour un cristal on verra apparaître, si la variation de l'indice est suffisante et de l'ordre de la longueur d'onde, des énergies, ou des fréquences, pour lesquelles la lumière ne se propagera pas. Du fait du caractère vectoriel de la lumière, la propagation sera interdite dans certaines directions [2]. Mais ces gaps photoniques ne sont pas les seules propriétés des cristaux photoniques. Comme nous le verrons par la suite, la modulation de l'indice optique permet une ingénierie de la dispersion au sein des matériaux.



**Figure1-1 : Vue schématique d'un cristal photonique à 1, 2, et 3 dimensions (respectivement 1D, 2D, 3D.). Les différentes teintes grises représentent les différences de l'indice optique. [2, 8]**

Ce principe de modulation de l'indice était utilisé depuis plusieurs décennies dans la réalisation des miroirs interférentiels [3] mais c'est à E. Yablonovitch [4] et S. John [5] que l'on doit la

proposition des premiers cristaux photoniques à plusieurs dimensions en 1987. On y voit une façon d'améliorer les performances de certains lasers à semi-conducteur (réduction du bruit et du seuil). Toutefois la fabrication de ces cristaux photoniques présente une difficulté majeure car ils nécessitent un fort contraste d'indice à l'échelle de la longueur d'onde, ce qui nous donne des dimensions de l'ordre du micron pour le visible et le proche infra-rouge, et c'est pourquoi les premières réalisations le furent pour des longueurs d'onde millimétriques [6]. Pour le domaine de l'optique, du fait de la petite longueur d'onde, il fallu attendre 1996 et de gros progrès en lithographie et gravure pour voir apparaître les premiers cristaux photoniques de taille submicronique [7]. De plus, d'un point de vue théorique, les études numériques des cristaux photoniques bi-et tridimensionnel demandent de grosses ressources informatiques.

La modulation de l'indice suivant plusieurs dimensions est généralement obtenue en creusant des trous dans un semi-conducteur ou bien en empilant des billes ou des tiges de diélectrique en forme des structure dites « tas de bois » [8, 9].

## **I.2 Propagation de la lumière dans un milieu diélectrique.**

### **I.2.a.Position du problème : les équations de Maxwell.**

Les phénomènes de propagation des ondes électromagnétiques sont régis par les quatre équations de Maxwell qui relient entre eux les champs électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$  et magnétique  $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$ . Dans un milieu diélectrique linéaire, sans pertes, isotrope, non magnétique (de perméabilité relative égale à 1) et sans charges ni courant ces équations sont:

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{E}(\mathbf{r},t) = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r},t)}{\partial t} \quad 1-4$$

$$\vec{\nabla} \times \mathbf{H}(\mathbf{r},t) = \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r},t)}{\partial t} \quad 1-5$$

$$\vec{\nabla} \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r},t) = 0 \quad 1-6$$

$$\vec{\nabla} \cdot [\epsilon_r(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r},t)] = 0$$

$\mu_0$  désigne la perméabilité magnétique du vide et  $\epsilon_0$  la perméabilité électrique du vide.  $\mathbf{r}$  et  $t$  représentent les variables d'espaces et temporelles (les grandeurs en gras correspondent à des

grandeurs vectorielles). Toutes ces grandeurs sont en unité SI. Les opérations  $\times$  et  $\cdot$  sont le produit vectoriel et le produit scalaire et  $\nabla$  l'opérateur Nabla.

On démontre alors à partir des équations (1-5) et (1-6) que les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  sont transverses à la direction de propagation et, en utilisant les deux autres, qu'ils vérifient finalement le système :

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial^2 t} = 0 \quad 1-7$$

$$\frac{1}{\varepsilon_r(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \times \left( \vec{\nabla} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \right) + \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon_r(\mathbf{r}) \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial^2 t} = 0 \quad 1-8$$

Remarquons que les équations ci-dessus obéissent à la loi d'échelle. C'est à dire que si  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  (respectivement  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ ) est solution du système ci-dessus à la fréquence  $\omega$  pour une constante diélectrique  $\varepsilon(\mathbf{r})$ , alors  $\mathbf{E}(\mathbf{r}/s, t)$  (respectivement  $\mathbf{H}(\mathbf{r}/s, t)$ ) l'est pour le problème de constante diélectrique  $\varepsilon(\mathbf{r}/s)$  à la fréquence  $\omega/s$  [2]. Physiquement cela signifie que les mêmes phénomènes sont observés si les dimensions du problème et la longueur d'onde changent dans les mêmes proportions. Ceci justifie pourquoi on introduit ce que l'on appelle la fréquence normalisée:  $u = a/\lambda$ .  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $a$  une dimension caractéristique du cristal photonique étudié (généralement sa période).

À partir de là, on peut supposer que la dépendance temporelle est harmonique de la forme  $e^{-i\omega t}$  avec  $\omega$  la fréquence de l'onde. A cause de la linéarité des équations de Maxwell, toutes les solutions sont décomposables en série de Fourier et la résolution des équations (I-7) et (I-8) se résume au cas où les champs sont de la forme  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$  et  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$ . Ceci revient à rechercher une base de solutions dites harmoniques, à partir de laquelle on pourra construire toutes solutions. On introduit  $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ , la célérité de la lumière dans le vide. On désigne par  $k_0$  le module du vecteur d'onde dans le vide.  $k_0 = \omega^2/c^2$ . A partir d'ici les champs  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  et  $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$  sont des grandeurs complexes et les champs physiques sont représentés par leur partie réelle. La résolution du problème initial se résume alors aux deux équations suivantes:

$$\vec{\nabla} \times \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\mathbf{r})} \vec{\nabla} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad 1-9$$

$$\vec{\nabla} \times \left( \vec{\nabla} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad 1-10$$

À ce stade du problème, il existe plusieurs méthodes de résolution numérique pour le calcul des champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$ . Dans ce qui suit nous allons détailler la méthode des ondes planes qui reste celle de référence pour le calcul des bandes interdites photoniques [10]. Nous nous attacherons aussi à décrire celle de la FDTD (Finite Difference Time Domain), des matrices de transferts, des matrices de diffraction, des liaisons fortes, et du développement en modes propres. Par la suite les méthodes utilisées lors du calcul des propriétés photoniques sont celles des ondes planes et de la FDTD.

## I.2.b.Méthodes numériques de résolution.

### a) La méthode des ondes planes.

Le calcul des champs électromagnétiques par la méthode des ondes planes est le mode de résolution numérique le plus naturel pour les problèmes de propagation dans des milieux de constante diélectrique périodique supposés infinis. En effet la périodicité de  $\varepsilon_r(\mathbf{r})$  permet d'appliquer le théorème de Bloch-Floquet [11] aux champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$ . D'après ce théorème, les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  sont de la forme  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  et  $\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}_k(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ , les fonctions  $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$  et  $\mathbf{v}_k(\mathbf{r})$  étant périodiques de même période que le milieu. Il est alors possible de développer en série de Fourier  $\varepsilon_r(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$  et  $\mathbf{v}_k(\mathbf{r})$  dans le même espace réciproque :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \varepsilon_{\vec{r}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad 1-11$$

$$\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad 1-12$$

$$\vec{v}_{\vec{k}}(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G}\cdot\vec{r}} \quad 1-13$$

Les vecteurs  $\vec{G}$  sont ceux du réseau réciproque  $G$  et  $\varepsilon_{\vec{k}}(\vec{G})$ ,  $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G})$  et  $\vec{v}_{\vec{k}}(\vec{G})$  sont les composantes de l'espace réciproque que l'on obtient en calculant une intégrale de Fourier.

Les champs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  s'écrivent alors :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad 1-14$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i\vec{G} \cdot \vec{r}} \right) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = \sum_{\vec{G}} \vec{v}_{\vec{k}}(\vec{G}) \cdot e^{i(\vec{G} + \vec{k}) \cdot \vec{r}} \quad 1-15$$

On obtient alors pour le champ électrique, d'après l'équation (I-10)

$$-(\vec{G} + \vec{k}) \times \{ (\vec{G} + \vec{k}) \times \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}) \} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}'} \varepsilon_{\vec{k}}(\vec{G} - \vec{G}') \cdot \vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}') \quad 1-16$$

$\forall \vec{G} \in G$

L'équation ci-dessus est un système linéaire d'inconnues  $\vec{u}_{\vec{k}}(\vec{G}')$  où  $\vec{G}'$  décrit l'espace réciproque. Par conséquent, ce système est infini et pour obtenir les solutions on le tronque en restreignant l'ensemble  $G$  des combinaisons linéaires du réseau réciproque à un ensemble fini. Généralement on ne retient pas les vecteurs de grande amplitude à cause de leur faible poids dans le calcul des premières bandes photoniques. En ne retenant que  $M$  ondes planes on se ramène à un problème de dimensions  $3M \times 3M$  (à cause des trois dimensions de l'espace). Toutefois, comme le champ est transverse il ne faut tenir compte que de deux polarisations, ce qui ramène la dimension du problème à  $2M \times 2M$ . On détermine à partir de là les valeurs propres  $\omega_n(\mathbf{k})$  en diagonalisant la matrice du système pour chaque valeur de  $\mathbf{k}$ . On obtient alors le diagramme des courbes de dispersion du cristal que nous appellerons par la suite diagramme de bande photonique. Comme dit précédemment il apparaît des bandes d'énergie inaccessibles aux valeurs  $\omega_n$  : c'est ce que nous appellerons des bandes interdites photoniques ou « gap » photonique.

La périodicité de  $\mathbf{k}$  permet de ne pas mener le calcul sur tout l'ensemble  $G$  mais seulement suivant un espace restreint correspondant à ce que l'on appelle la première zone de Brillouin. Dans cette zone les valeurs propres  $\omega_n(\mathbf{k})$  décrivent entièrement le spectre d'énergie.

Le calcul peut se faire également en utilisant le champ  $\mathbf{H}$ . La troncature qui a lieu pour les deux méthodes limite la précision du calcul et l'on utilise souvent la méthode de Ho [12], qui est une combinaison des méthodes E et H.

La méthode des ondes planes permet, comme nous venons de le voir, de calculer le diagramme de dispersion d'un cristal photonique mais elle permet aussi de déterminer les distributions des champs électromagnétiques pour chaque mode propre ainsi que la densité d'états électromagnétiques.

Lors de sa mise en œuvre la structure calculée est définie par une cellule que l'on répète suivant un réseau périodique pour recouvrir tout l'espace. Cette cellule représentera uniquement le motif du cristal photonique dans le cas d'une structure sans défauts. Pour le cas des structures à défauts ponctuels, comme les cavités photoniques, la structure est périodisée. Afin d'éviter les interactions entre le défaut et les défauts virtuels, la cellule élémentaire sera beaucoup plus grande et l'on parle de « super-cellule ».

#### ***b) La méthode de la FDTD.***

La méthode de la FDTD est une méthode numérique générale de l'électromagnétisme pour modéliser des structures de dimensions finies. Elle se distingue des autres méthodes car elle s'intéresse à un problème de diffraction dans le domaine temporel et non dans celui fréquentiel, les solutions harmoniques étant ensuite calculées par transformée de Fourier. Cette méthode est intéressante numériquement car il n'y a pas d'inversion de système lors de sa mise en œuvre [13, 14]. Le problème auquel s'attaque cette méthode est la détermination du champ total à chaque instant  $t$  lorsqu'une onde est incidente sur un cristal photonique de taille finie. Pour plus de simplicité nous considérerons une onde incidente polarisée TM ( $\mathbf{H}$  n'a de composante que suivant le plan  $(x,y)$  du cristal). Les équations de Maxwell donnent :

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E}{\partial t} \vec{z} \quad 1-17$$

$$\vec{\nabla} \times E \vec{z} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad 1-18$$

On va alors projeter ces équations sur les axes  $e_x$ ,  $e_y$  et  $e_z$ . On obtient :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad 1-19$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad 1-120$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad 1-21$$

On remplace ensuite les dérivées spatiales et temporelles par des différences centrées finies. Ceci consiste à effectuer l'approximation :

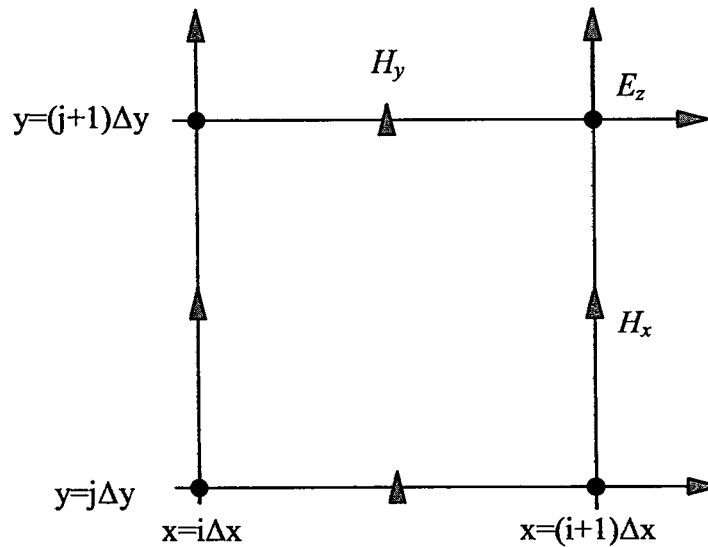
$$\frac{df}{du}(u_0) = \frac{f(u_0 + \Delta u) - f(u_0 - \Delta u)}{2\Delta u} \quad 1-22$$

L'avantage d'utiliser des différences finies centrées est d'introduire une erreur du second ordre alors que pour de simples différences finies, comme pour la méthode de Pendry [15], l'erreur est du première ordre

Pour estimer ces différences centrées finies on discrétise le système:

- \* temporellement : la composante  $E_z$  est calculée aux instants  $n\Delta t$ , où  $n$  est un entier, et les composantes de  $\mathbf{H}$  aux instants  $(n+1/2)\Delta t$
- \* spatialement (voir figure 1-2): les trois composantes des champs sont calculées aux points :

- $[x=i\Delta x \text{ et } y=j\Delta y]$  pour  $E_z$ , avec  $i$  et  $j$  entiers.
- $[x=i\Delta x \text{ et } y=(j+1/2)\Delta y]$  pour  $H_x$ .
- $[x=(i+1/2)\Delta x \text{ et } y=(j+1/2)\Delta y]$  pour  $H_y$ .



**Figure1-2 : discrétisation de l'espace pour la méthode de la FDTD.**  
Les cercles sont les points où est calculée la composante  $E_z$  et les triangles sont ceux des composantes  $H_x$  et  $H_y$ .



On obtient alors les relation de récurrence suivantes :

$$E_z \Big|_{i,j_z}^n = E_z \Big|_{i,j_z}^{n-1} + \frac{\Delta t}{\Delta y \varepsilon_0 \varepsilon_r (i \Delta x, j \Delta y)} \times \frac{H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n-1/2} - H_y \Big|_{i-1/2,j}^{n-1/2}}{\Delta x} - \frac{H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n-1/2} - H_x \Big|_{i,j-1/2}^{n-1/2}}{\Delta y}$$

$$H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n+1/2} = H_x \Big|_{i,j+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\Delta y \mu_0} \times \left( E_z \Big|_{i,j+1}^n - E_z \Big|_{i,j}^n \right)$$

1-23

$$H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n+1/2} = H_y \Big|_{i+1/2,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\Delta x \mu_0} \times \left( E_z \Big|_{i+1}^n - E_z \Big|_{i,j}^n \right)$$

Etant donné que le champ initial est connu (onde incidente), il est possible de calculer de proche en proche le champ électromagnétique de la structure au cours du temps [11].

Les structures modélisées étant de dimension finie il se pose la question des conditions aux limites. Pour résoudre ce problème l'espace est divisé en trois zones (figure 1-3).

- i. une zone de champ total correspondant à la zone du cristal
- ii. une zone de champ diffracté.
- iii. une zone absorbante.

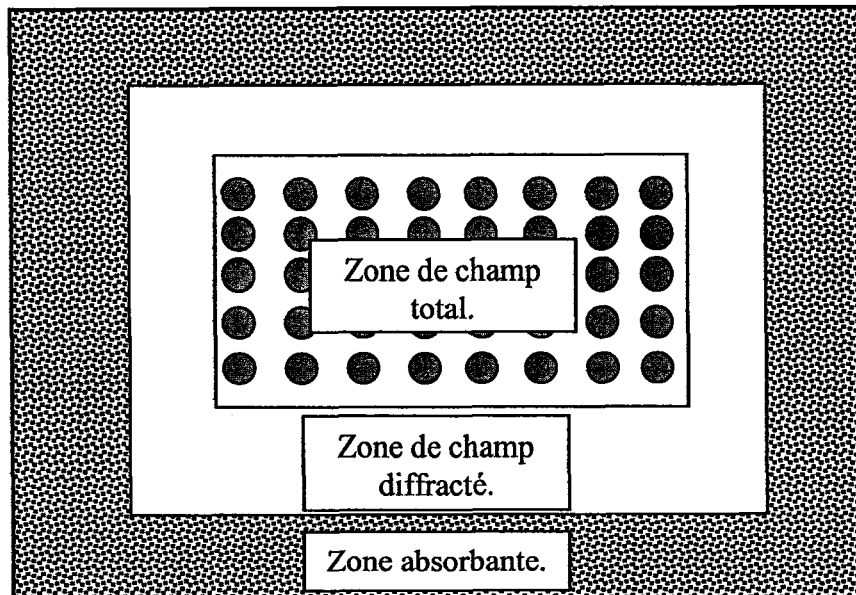
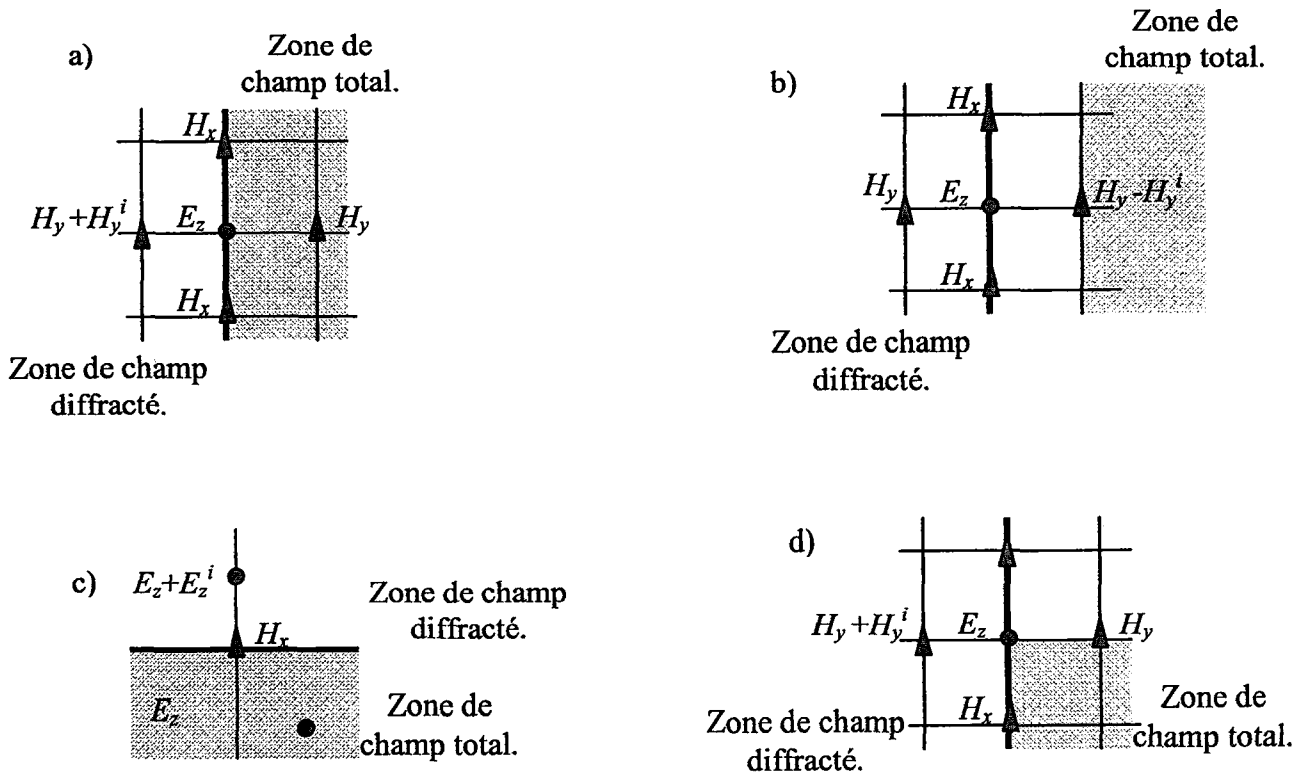


Figure1-3 : schéma des trois zones de l'espace pour la méthode de la FDTD.

Dans la zone de champ diffracté, qui est hors du cristal et homogène, le champ vaut classiquement la différence entre le champ total et le champ incident. Les composantes du champ dans les équations (I-19), (I-20) et (I-21) sont donc soit celles du champ total dans la zone de champ total soit celles du champ diffracté pour la zone de champ diffracté. Néanmoins il faut faire attention lorsque la zone de discrétisation empiète sur les deux zones car il est faux de relier par les équations (I-19), (I-20) et (I-21) les composantes du champ total avec celles du champ diffracté. Cette difficulté se résout soit en ajoutant le champ incident pour les points de la zone de champ diffracté, soit en le soustrayant pour les points de la zone de champ total. Ceci est illustré sur la figure(1-4).



**Figure1-4 : Schéma de la procédure d'introduction du champ incident pour les jonctions entre la zone de champ total et la zone de champ diffracté. Le trait gras est la limite entre les deux zones. Les composantes indexées i sont celles du champ incident. Les symboles des points de discrétisation sont les mêmes que pour la figure 1-3. Les cas illustrés sont :**

- a) calcul de  $E_z$  à la frontière.
- b) calcul de  $E_z$  hors de la frontière et dans la zone de champ diffracté.
- c) calcul de  $H_x$  sur la frontière.
- d) calcul de  $E_z$  dans le coin du rectangle de la zone de champ total.

La connaissance du champ diffracté est aussi intéressante car on peut remonter par transformation d'Huyghens, au champ lointain.

Une fois ce problème du champ diffracté résolu, il faut à la fois prendre en compte que la discrétisation est finie, que le champ diffracté n'est pas nul hors de cette zone, qu'il satisfait la condition de rayonnement (il s'éloigne de la source) et qu'il est continu à la limite. Prendre alors comme condition aux limites un champ nul hors de la zone de discrétisation n'est donc pas physiquement acceptable et de plus ceci introduit des réflexions parasites qui contredisent la condition de rayonnement. C'est pourquoi on introduit une zone absorbante où le champ va s'éteindre progressivement sans qu'il y ait de réflexions parasites. Une telle zone ne perturbera pas le calcul car lorsque le champ diffracté arrivera à la limite de cette troisième zone il sera très faible et l'on pourra alors le considérer comme nul hors de la zone de discrétisation. Ce principe théorique est le même que le cas pratique de la chambre anéchoïque où l'objet à caractériser est entouré par des zones absorbantes.

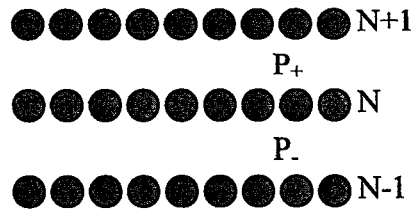
La recherche de conditions absorbantes a été une des parties de la modélisation par FDTD la plus difficile car absorber un champ diffracté sans qu'il y ait de réflexions à l'interface air/matériaux absorbant n'est pas quelque chose d'aisé. Aujourd'hui la méthode la plus efficace est celle du Perfectly Match Layer de J.P. Bérenger [16]. Cette dernière consiste à introduire, dans les équations de Maxwell, une permittivité complexe et à décomposer  $E_z$  en deux parties, chacune de ces composantes voyant des constantes électromagnétiques différentes. Avec cette méthode on arrive à mener à bien des calculs avec une zone absorbante s'étalant sur environ 5 mailles.

En conclusion, la méthode de la FDTD est très bien adaptée pour le calcul de distribution de champ, des propriétés spectrales ou pour obtenir l'évolution temporelle des champs électromagnétiques dans une structure de taille finie. Par contre, puisque les champs sont calculés en un grand nombre de points de la structure, cette méthode est lente et demande de grosses capacités informatiques. Lors de cette étude des cristaux photoniques les calculs de FDTD ont été réalisés avec le code commercial FullWave. Un code de FDTD écrit en Fortran 90 est en libre accès sur l'Internet (<http://ab-initio.mit.edu/mpb/>.)

### *c) Autres méthodes.*

#### **❖ La méthode des matrices de transfert ou méthode de Pendry.**

La méthode des matrices de transfert est très utilisée pour calculer les coefficients de réflexion et de transmission de structures multicouches unidimensionnelles. Celle-ci a été adaptée par J.Pendry au cas bidimensionnel [17-18]. La structure à modéliser est divisée en une série de couches homogènes séparées par une grille comme illustré sur la figure (1-5). Les zones P sont homogènes et les grilles sont les cercles.



**Figure1-5 : Schéma du découpage en couche pour la méthode des matrices de transfert.**

Dans les régions homogènes les champs sont des ondes planes et l'on relie leurs coefficients de Fourier à l'aide d'une matrice caractérisant le passage de la grille. Ceci permet de calculer de proche en proche le champ au sein de la structure. Le principal intérêt de cette méthode se situe dans le fait que l'on manipule toujours la même matrice. En effet, à cause de la périodicité de la structure, les grilles sont toutes les mêmes et par conséquent les matrices de passages des grilles aussi. Ainsi le calcul d'effectue en deux temps, d'abord on détermine la matrice de transfert de la grille. Pour cela on utilise des méthodes de la théorie des réseaux [19]. Ensuite on obtient le champs dans la structure par multiplication et inversion de cette matrice. Dans cette méthode des matrices de transfert la fréquence est une variable et l'on obtient donc le vecteur d'onde en fonction de la fréquence. Ceci permet en conséquence de calculer le diagramme de bandes comme pour le cas des ondes planes, mais aussi de prendre en compte plus facilement la dépendance de la permittivité en fonction de la fréquence. De plus la prise en compte de structure ne possédant pas de zone homogène, comme cela peut être le cas dans une symétrie hexagonale pour un diamètre de tige assez gros, est difficile. Enfin bien que simple à mettre en pratique, la discrétisation de la méthode de Pendry peut être améliorée comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe précédent. Le code source mis au point par l'équipe de J. Pendry est accessible en ligne (<http://www.sst.ph.ic.ac.uk/photronics>). Un exécutable Windows basé sur cette méthode est accessible sur le site de l'Université de Glasgow (<http://www.elec.gla.ac.uk/areynolds/SoftwareMain.htm>).

Dans ce qui suit nous avons utilisé cette méthode surtout pour calculer des coefficients de réflexion et les répartitions de champ de miroirs de Bragg avec le logiciel Mc LEOD.

#### ❖ La méthode des matrices de diffraction.

Cette méthode procède de la même façon que celle des matrices de transfert. Ce qui les différencie est la forme de la matrice utilisée lors du passage de la grille. Dans le cas des matrices de transferts on relie les coefficients de Fourier des ondes situées de part et d'autre de la grille alors que la matrice de diffraction va relier ceux des ondes diffractées et des ondes incidentes [15].

Chaque région est considérée comme un réseau de diffraction et le cristal photonique comme un empilement de tous ces réseaux. Comme pour la méthode de la matrice de transfert le problème consiste à calculer dans un premier temps la matrice de diffraction d'une grille. Puis on détermine le système matricielle de diffraction (la matrice de diffusion) qui caractérise le milieu [20-21-22]. Cette méthode est intéressante car, comme pour celle des matrices de transfert, il n'y a qu'une matrice à calculer mais par contre elle est plus stable numériquement. Avec cette méthode on a accès aux modes guidés, aux modes résonnants (les pôles de la matrice de diffusion) ainsi qu'aux pertes intrinsèques de ces modes.

#### ❖ La méthode des liaisons fortes.

Par analogie avec la modélisation des orbitaux atomiques dans les solides cristallins, le champ électromagnétique est développé sur une base de fonctions d'ondes localisées. Cette base est obtenue en calculant les fonctions de Wannier pour le cas d'un cristal photonique parfait [23]. L'utilisation de ces liaisons fortes permet d'obtenir les états liés pour des cristaux photoniques à défauts (cavités H1 par exemple).

#### ❖ Le développement sur une base de modes propres.

Dans cette méthode plutôt que de discrétiser spatialement le cristal photonique à l'aide d'une grille on va le faire suivant des plans dans lesquels l'indice optique est constant selon une direction. On développe ensuite les champs sur une base de modes propres dans chaque domaine déterminé précédemment [24-25]. La durée des calculs est ainsi grandement diminuée. Cette méthode est utile pour le cas de structures en couche. Un code est en accès libre sur internet (<http://camfr.sourceforge.net>).

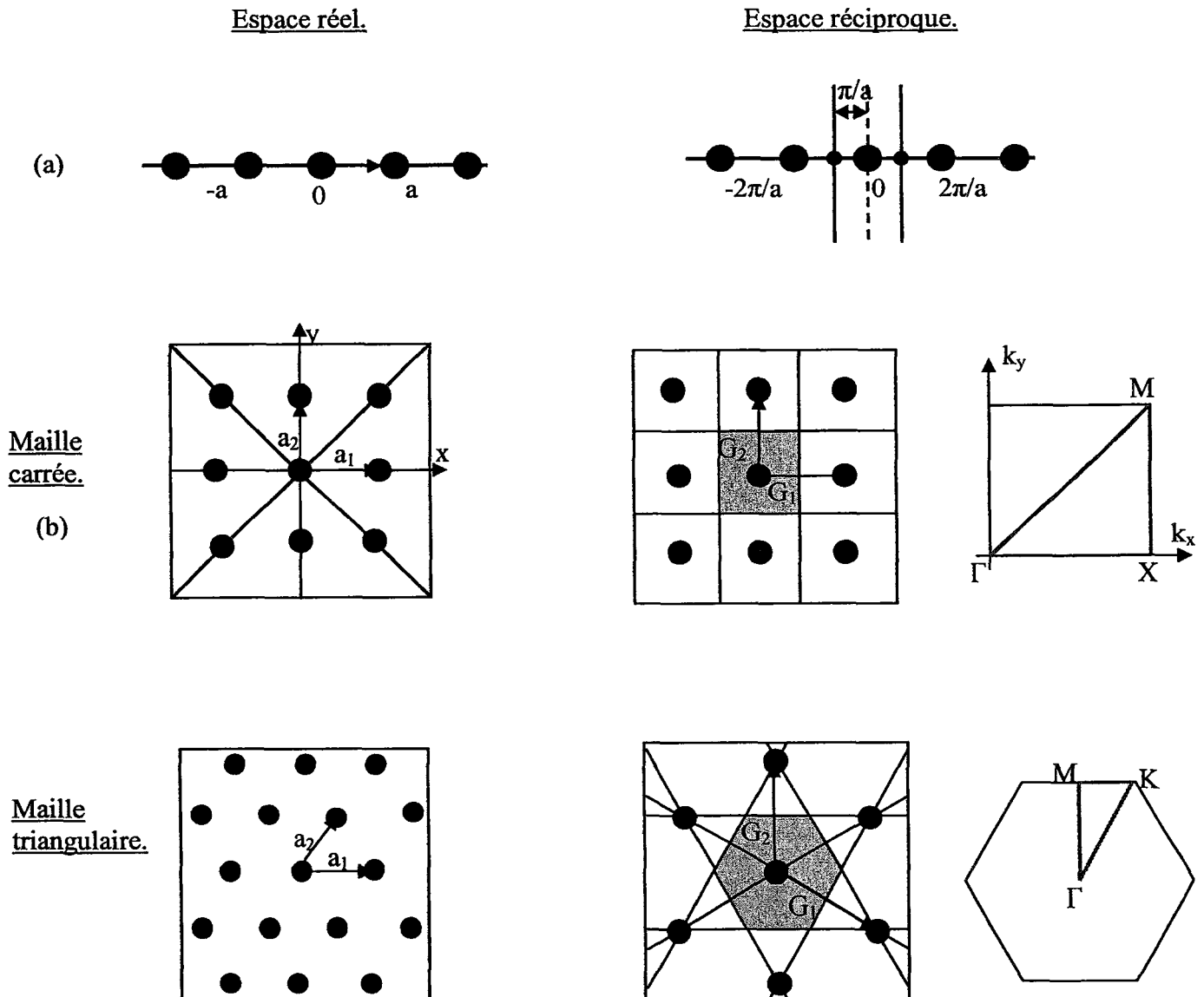
### I.3 Le diagramme de bande d'un cristal photonique.

Le diagramme de bande d'un cristal photonique est l'ensemble des courbes de dispersion  $\omega(\vec{k})$  du cristal qui peut être obtenu par la méthode des ondes planes.

#### I.3.a. La notion de zone de Brillouin irréductible.

Comme nous l'avons vu dans la partie précédente concernant la méthode des ondes planes, pour obtenir les relations de dispersions de façon exhaustive il faudrait considérer toutes les directions de l'espace. Mais ici, comme c'est le cas en physique en général, la périodicité du système va jouer un rôle important. Le domaine d'étude peut se restreindre à certains vecteurs  $\vec{k}$  situés à l'intérieur d'une zone nommée première zone de Brillouin en physique du solide [1]. Cet espace représente la

cellule élémentaire de l'espace réciproque où les points sont les plus proches de l'origine. La figure 1-6 montre différents exemples de la zone de Brillouin pour des systèmes uni et bidimensionnels de période  $a$ .



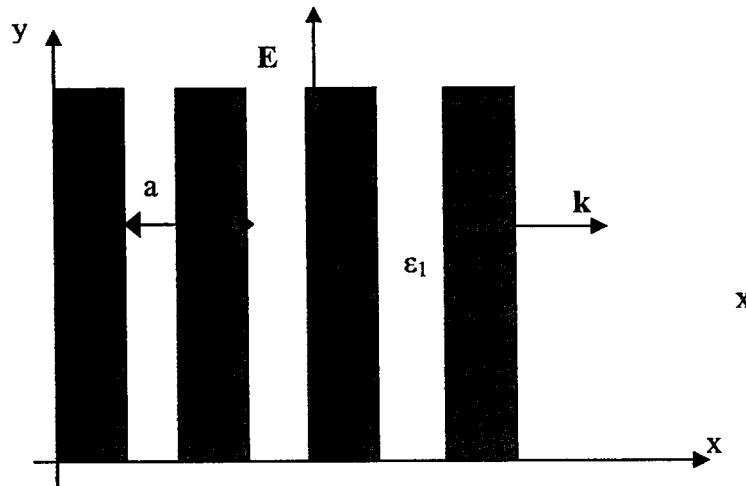
**Figure1-6 : Exemple de zone de Brillouin pour des cristaux photoniques 1D et 2D. Pour le cristal 1D la première zone de Brillouin est l'intervalle  $[-\pi/a ; \pi/a]$  et la zone irréductible est  $[0 ; \pi/a]$ . Pour les cas 2D la première est la partie grisée des dessins du milieu et la zone irréductible la région délimitée par les traits gras des schémas les plus à droite.**

On peut constater sur les cas 1D et 2D que les segments délimitant la première zone de Brillouin s'obtiennent en traçant les médiatrices des segments joignant les nœuds du réseau réciproque les

plus proches de l'origine. À partir de la région ainsi délimitée on peut décrire entièrement l'espace réciproque par simple translation de vecteurs de  $G$ . Ainsi pour obtenir toutes les courbes de dispersions il suffit de faire évoluer  $k$  dans cette zone. Cette zone peut encore être réduite en mettant à profit les symétries de la géométrie du problème. On obtient alors ce que l'on appelle la zone de Brillouin irréductible (dessin de droite sur la figure 1-6). Par exemple, dans le cas (a) de la figure 1-6, il est clair que si une onde de vecteur  $k$  et de pulsation  $\omega$  se propageant dans le sens de  $x$  croissant est solution du problème alors celle de vecteur d'onde  $-k$  de pulsation  $\omega$  et se propageant dans le sens opposé l'est aussi. En conséquence on peut réduire la zone de Brillouin de l'intervalle  $[-\pi/a; \pi/a]$  à  $[0; \pi/a]$ . Un autre exemple est la maille carrée, représentée sur la figure 1-6 (b), obtenue en translatant avec une période  $a$  suivant  $x$  et  $y$  des tiges rondes de diélectrique supposées infinies en  $z$ . Cette géométrie présente quatre axes de symétrie représentés en trait gris épais sur la figure. Son réseau réciproque est un réseau carré et la première zone de Brillouin est l'ensemble  $[-\pi/a; \pi/a] \times [-\pi/a; \pi/a]$  des vecteurs  $k$ . Considérons une solution bidimensionnelle (indépendante en  $z$ ). Du fait de la symétrie suivant l'axe  $y$  et de la double dérivation du Laplacien dans l'équation de propagation, si  $E_z(x, y)$  est une solution de vecteur d'onde  $(k_x; k_y)$  à la pulsation  $\omega$ , alors  $E_z(-x, y)$  l'est aussi pour le vecteur d'onde  $(-k_x; k_y)$  à la même pulsation  $\omega$ . Il est donc inutile de considérer ces deux solutions et l'on peut réduire la zone de Brillouin à  $[0; \pi/a] \times [-\pi/a; \pi/a]$ . En utilisant les 3 symétries restantes on réduit la zone de Brillouin à un triangle rectangle-isocèle de côté  $\pi/a$ . On note ses sommets :  $\Gamma$ ,  $M$  et  $X$ . Ce triangle, représenté sur la figure 1-6 (b), est la zone de Brillouin irréductible. Généralement il suffit de décrire uniquement les bornes de cet ensemble pour avoir le diagramme de dispersion car c'est là que se trouvent les extrema des fonctions  $\omega(k)$ . Un calcul plus détaillé se trouve dans la référence [11]. Un autre exemple de cas à deux dimensions est le réseau hexagonal. Ici la maille élémentaire du réseau est un triangle équilatéral et l'espace réciproque est aussi un réseau hexagonal. La première zone de Brillouin est un hexagone. Cette configuration présente six axes de symétrie et, comme ci-dessus, on montre que la zone de Brillouin irréductible se réduit à un sixième d'hexagone (figure 1-6 (c)). De même ici, pour obtenir les courbes de dispersion, il suffit de se limiter à faire varier  $k$  sur les limites de cette zone (on s'intéresse à la projection de  $k$  sur les vecteurs de cette zone). Ces bords de la zone de Brillouin irréductible sont appelés directions de haute symétrie du système. Cette notion s'étend bien sûr au cas des structures à trois dimensions et des exemples se trouvent dans les ouvrages suivant [1-26].

### I.3.b.Le cas du cristal unidimensionnel .

Afin de donner une idée intuitive de ce que sont les bandes photoniques et la bande interdite d'un cristal nous nous intéresserons ici au cas simple, unidimensionnel, du miroir de Bragg. Les propriétés de tels miroirs sont bien connues [3]. Ceux-ci consistent en une succession périodique de couches de deux matériaux de constante diélectrique différentes. Cette succession de couches, d'indice optique différents, engendre une modulation, sous forme de fonction créneau, de l'indice optique du milieu constitué par le miroir de Bragg (on a bien un cristal photonique 1D). La figure (1-7) représente le schéma de l'empilement considéré. L'axe des x est perpendiculaire au plan des couches et nous nous attacherons uniquement aux ondes se propageant suivant cet axe et polarisées linéairement suivant y. On considère l'amplitude complexe  $E_x(x, t)$  du champ électrique de l'onde se propageant. Pour obtenir la grandeur physique du champ il suffit de prendre la partie réelle cette amplitude complexe.



**Figure1-7 : Schéma de la géométrie du miroir de Bragg. Les deux milieux sont caractérisés par les constantes diélectriques  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$ . a est la périodicité de la modulation de la constante diélectrique.**

Les matériaux sont non magnétiques, la perméabilité magnétique du miroir est donc celle du vide.

$E_x(x, t)$  est solution de l'équation de propagation :

$$\frac{c^2}{\epsilon(x)} \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} \quad 1-24$$



$\varepsilon(x)$  désigne la constante relative diélectrique du milieux total.  $\varepsilon(x)$  étant périodique de période  $a$ , ( $\varepsilon(x+a) = \varepsilon(x)$ ),  $\frac{1}{\varepsilon(x)}$  l'est aussi et on peut donc la décomposer en série de

Fourrier :

$$\varepsilon^{-1}(x) = \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} e_m \exp(i \frac{2\pi m}{a} x) \quad 1-25$$

$m$  est un entier et  $e_m$  est le coefficient de Fourier d'ordre  $m$  de  $\varepsilon^{-1}(x)$ . Puisque  $\varepsilon(x)$  est une fonction à valeurs réelles,  $e_m = e_m^*$ . Comme pour le cas des électrons dans un cristal soumis à un potentiel périodique le théorème de Bloch s'applique pour le champ électromagnétique [1] ; Selon ce théorème les modes propres du cristal 1D sont caractérisés par un nombre d'onde  $k$  et ont pour expression :

$$E(x,t) = E_k(x,t) = u_k(x) \exp\{i(kx - \omega_k t)\} \quad 1-26$$

$\omega_k$  est la fréquence propre et  $u_k(x)$  est une fonction de même période que la modulation :

$$u_k(x+a) = u_k(x) \quad 1-27$$

$E(x,t)$  étant périodique on peut le développer aussi en série de Fourier et l'on obtient alors l'expression suivant du champ électrique :

$$E_k(x,t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} E_m \exp\left\{i\left(k + \frac{2\pi m}{a}\right)x - i\omega_k t\right\} \quad 1-28$$

$\{E_m\}$  est l'ensemble des coefficients de Fourier.

Maintenant, afin d'alléger les calculs, considérons que seul les ordres 0, 1 et -1 sont dominant dans le développement donné en 1-25 de  $\varepsilon^{-1}(x)$ . (Cette approximation revient à considérer que la modulation créneau de l'indice est très proche d'une modulation sinusoïdale). On obtient alors l'expression suivante :

$$\varepsilon^{-1}(x) \approx e_0 + e_1 \exp(i \frac{2\pi}{a} x) + e_{-1} \exp(-i \frac{2\pi}{a} x) \quad 1-29$$

avec :

$$e_0 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} \right) \quad e_1 = \frac{i}{4} \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right) \quad e_{-1} = \frac{-i}{4} \left( \frac{1}{\varepsilon_2} - \frac{1}{\varepsilon_1} \right)$$

En remplaçant alors  $\varepsilon^{-1}(x)$  et  $E_k(x,t)$  par leur expression ci-dessus dans l'équation de propagation 1-24, on obtient le système d'équations récurrentes

$$\begin{aligned} e_1 \left\{ k + \frac{2(m-1)\pi}{a} \right\}^2 E_{m-1} + e_{-1} \left\{ k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right\}^2 E_{m+1} \\ \approx \left\{ \frac{\omega_k^2}{c^2} - e_0 \left( k + \frac{2(m+1)\pi}{a} \right)^2 \right\} E_m \end{aligned} \quad 1-30$$

Pour  $m=0$  on a :

$$E_0 \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - c^2 e_0 k^2} \left\{ e_1 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} + e_{-1} \left( k + \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_1 \right\}$$

Pour  $m=-1$  on obtient :

$$E_{-1} \approx \frac{c^2}{\omega_k^2 - c^2 e_0 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2} \left\{ e_1 \left( k - \frac{4\pi}{a} \right)^2 E_{-2} + e_{-1} k^2 E_0 \right\} \quad 1-32$$

On remarque alors que si  $k \sim 2\pi/a$  et si  $\omega_k^2 \approx c^2 e_0 k^2$ ,  $E_0$  et  $E_{-1}$  sont les termes dominants dans le développement de Fourier, donné en 1-28, du champ électrique. On peut alors considérer que les autres termes sont négligeables et l'on est ramené à résoudre le système d'équations suivant :

$$(\omega_k^2 - e_0 c^2 k^2) E_0 - e_1 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 E_{-1} = 0 \quad 1-33$$

$$- e_{-1} c^2 k^2 E_0 + \left\{ \omega_k^2 - e_0 c^2 \left( k - \frac{2\pi}{a} \right)^2 \right\} E_{-1} = 0 \quad 1-34$$

Ce système d'équations linéaires admet une solution non nulle uniquement lorsque son déterminant s'annule.

$$\begin{vmatrix} \omega_k^2 - e_0 c^2 k^2 & -e_1 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \\ -e_{-1} c^2 k^2 & \omega_k^2 - e_0 c^2 \left(k - \frac{2\pi}{a}\right)^2 \end{vmatrix} = 0 \quad 1-35$$

En supposant toujours que  $k$  est proche de  $\pi/a$  on obtient comme solution pour  $\omega$

$$\omega_{\pm} \approx \frac{\pi c}{a} \sqrt{e_0 \pm |e_1|} \pm \frac{ac}{\pi |e_1|} \left(e_0 - \frac{|e_1|}{2}\right) \times \left(k - \frac{\pi}{a}\right)^2 \quad 1-36$$

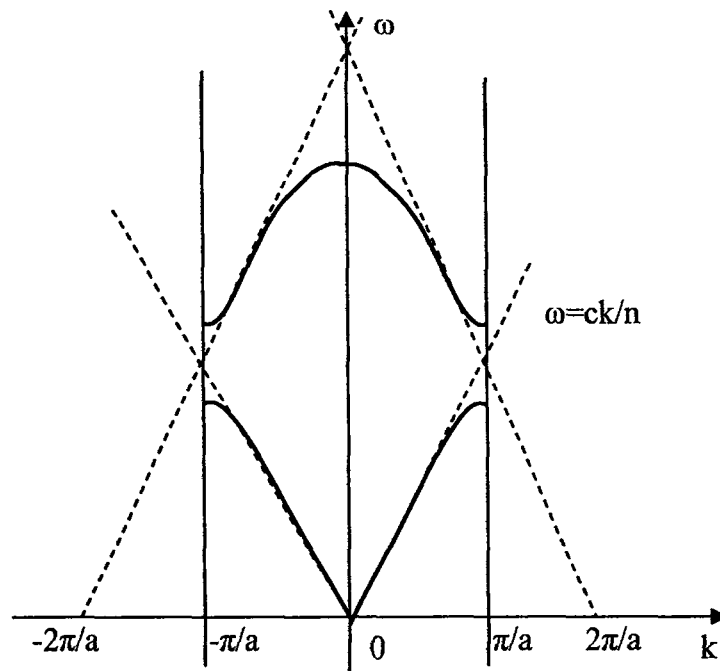
En conséquence il n'y a pas de modes dans l'intervalle de fréquences :

$$\frac{\pi c}{a} \sqrt{e_0 - |e_1|} < \omega < \frac{\pi c}{a} \sqrt{e_0 + |e_1|} \quad 1-37$$

La relation 1-37 traduit bien l'ouverture d'une bande de fréquences interdite aux modes optiques dans le voisinage de  $\pm\pi/a$ . C'est ce que l'on qualifie de bande interdite photonique. Physiquement, les modes ayant  $\pi/a$  et  $-\pi/a$  comme valeur de  $k$  vont interférer de façon destructive. Aux points éloignés de  $\pm\pi/a$  (comme en  $k=0$ ), le déphasage entre deux ondes réfléchies successivement est différent de  $2\pi$  et celles ci « voient » le milieu comme homogène alors que lorsque l'on se rapproche de  $\pm\pi/a$  ce déphasage devient proche de  $2\pi$  et les ondes interfèrent. De plus, du fait de la modulation, les modes séparés de  $2\pi/a$  doivent-être considérés comme étant les mêmes et l'on observe, comme en physique du solide [1], un phénomène de repliement de bandes dans l'intervalle  $[-\pi/a ; \pi/a]$  de  $k$ . Ces repliements entraînent aussi, aux points de croisement des bandes, l'ouverture de bandes interdites toujours à cause de même phénomène d'interférences. Tout ceci est illustré sur la figure 1-7. On peut remarquer, d'après la relation 1-37 que plus le contraste d'indice est grand plus la bande photonique interdite est large. Comme nous le verrons par la suite ceci nous incitera à utiliser des matériaux à fort contraste d'indice. Il est intéressant de noter que la relation 1-36 est un développement limité de  $\omega$  au voisinage de  $\pm\pi/a$  et que par conséquent la dérivée de  $\omega$  aux points  $-\pi/a$  ou  $\pi/a$  est nulle. Par suite la vitesse de groupe des modes en ces points est quasi nulle. Cette possibilité de pouvoir diminuer la vitesse de groupe est une propriété importante des cristaux photoniques comme nous le constaterons dans la suite. On remarque aussi,

qu'en l'absence de modulation on retrouve la relation  $\omega_k = \frac{ck}{n}$  d'un matériau homogène d'indice optique  $n$ . Enfin on peut voir grâce aux relations précédentes qu'il existe une infinité de zones de fréquences interdites. En effet, nous avons considéré uniquement ici les interférences entre les harmoniques  $E_0$  et  $E_{-1}$  donnant le gap le plus bas en fréquence, mais lorsque l'on s'élève en fréquence ce sont d'autres harmoniques qui vont prédominer. Il suffira de faire le même raisonnement que précédemment mais avec des harmoniques plus hauts en fréquence.

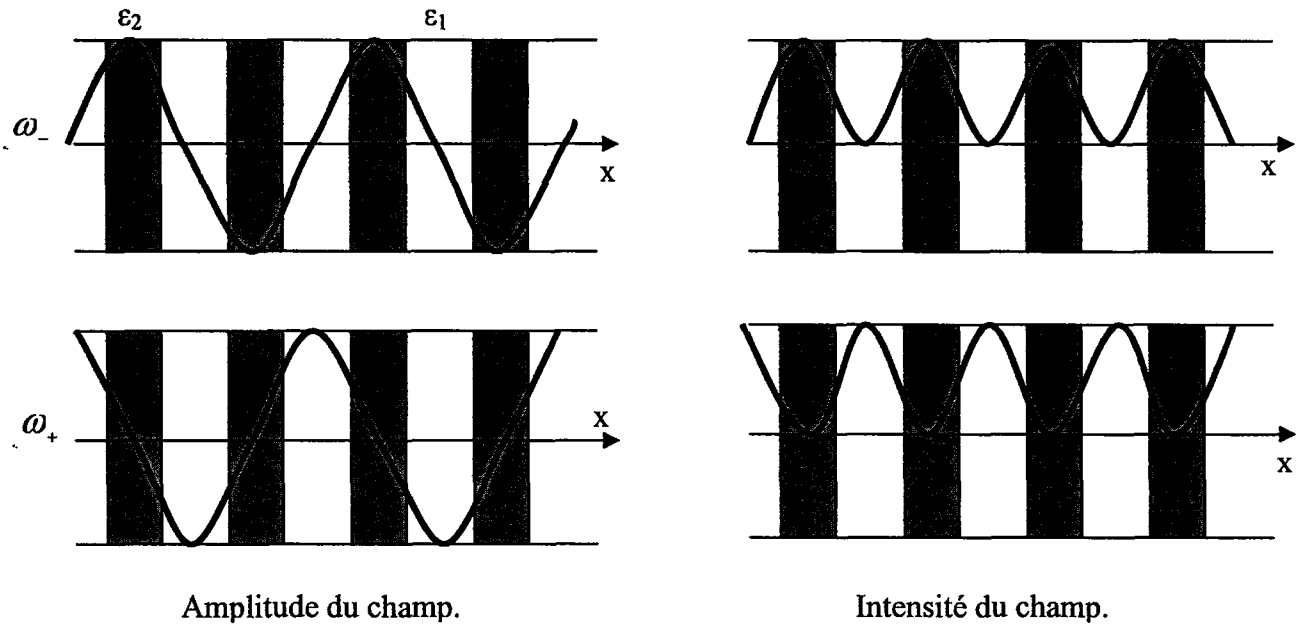
On remarque aussi que ces bandes interdites n'existent que sur une plage d'angle autour de l'axe des  $x$  et qu'il n'y a pas de « gap » photonique suivant les autres directions (dans ces directions le milieu est homogène pour l'onde optique se propageant).



**Figure1-8 : Diagramme de bande d'un cristal photonique unidimensionnel.** Les courbes en pointillées représentent les relations de dispersion pour un matériau homogène d'indice  $n$  repliées dans la première zone de Brillouin (intervalle  $[-\pi/a ; \pi/a]$ ). En traits pleins sont les courbes du miroir de Bragg. Quand deux courbes se croisent elles se « repoussent », ouvrant de cette façon un « gap » photonique.

On peut aussi interpréter ces fossés photoniques d'un point de vue énergétique. En effet le champ associé à  $\omega_+$  a ses maxima localisés dans le milieu de bas indice alors que celui associé  $\omega_-$  a les siens dans le milieu de haut indice. Ces deux répartitions de symétries opposées ne pouvant pas

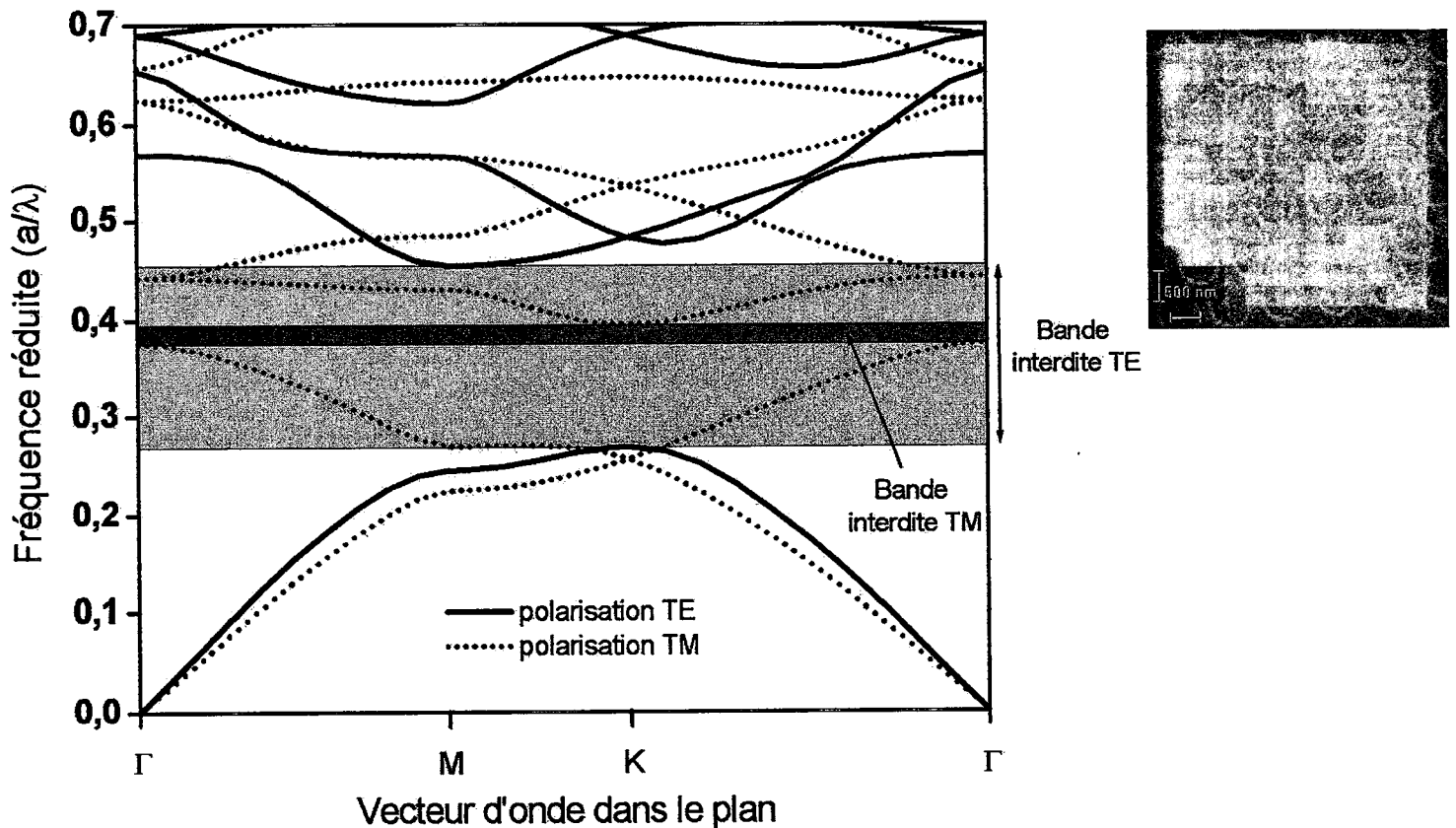
coexister simultanément à la même fréquence elles se trouvent séparées par une bande interdite [2-11]. Ceci est l'analogie en physique du solide où le niveau électronique fondamental se trouve en localisant le module de la fonction d'onde là où le potentiel est le plus faible [10]. La figure 1-8 illustre ce phénomène.



**Figure1-9 : Répartition de l'amplitude et de l'intensité des champs à  $\omega_-$  et  $\omega_+$  dans le cristal photonique 1D. Les parties grisées correspondent au haut indice et les parties blanches sont celles du faible indice**

### I.3.c.Le cristal photonique bidimensionnel.

Un cristal photonique à deux dimensions est une structure dont on a modulé la constante diélectrique suivant deux directions de l'espace. Généralement un cristal photonique bidimensionnel est constitué de tiges de diélectrique que l'on répète suivant une maille carrée [27], triangulaire [28] ou bien de façon pseudo-aléatoire dans le cas des quasi-cristaux [29]. La figure 1-10 illustre les cas les plus souvent rencontrés dans la littérature. Ces tiges sont, pour des raisons pratiques, des trous d'air que l'on fait dans un semi-conducteur de fort indice mais, comme nous les verrons dans ce travail, l'inverse est aussi possible. La figure 1-10 est le diagramme de bande d'un cristal photonique triangulaire de trous d'air dans une matrice semi-conductrice (typiquement du silicium :  $\epsilon=12$ ). Le rapport  $r/a$  vaut 0.4 avec,  $r$  le rayon des trous et  $a$  la période du réseau triangulaire (avec les notations de la figure 1-6  $a = a_1 = a_2$ ).

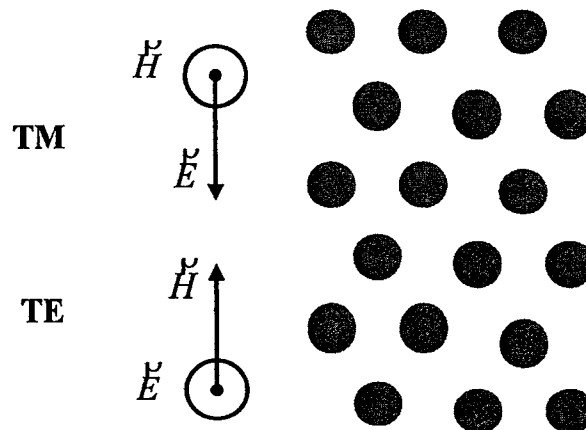


**Figure1-10 : Diagramme de bande d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium. Les traits pleins sont les modes propres de polarisation Transverse Electrique et les traits en pointillés sont ceux polarisés Transverse Magnétique. On observe la présence de deux bandes interdites suivant la polarisation que l'on considère. Une large pour la polarisation TE et une plus fine pour celle TM. La photo de gauche est une image MEB du cristal photonique.**

Ce diagramme représente, comme nous l'avons vu dans les deux paragraphes précédents, la variation de la fréquence en fonction de la projection du vecteur d'onde sur les bords de la zone de Brillouin irréductible. Ce diagramme est ici en unités réduites :  $a/\lambda$ . Cette représentation est possible grâce à la loi d'échelle. On ne change pas les propriétés d'un cristal si sa fréquence et ses dimensions caractéristiques (sa période) varient dans les mêmes proportions. Ceci est intéressant car on évite ainsi de faire un graphique pour chaque cristal de nouvelles dimensions.

On remarque aussi sur ce diagramme que la structure de bande dépend beaucoup de la polarisation de l'onde optique. Suivant que la polarisation soit TM ou TE -voir figure 1-11- les bandes et surtout la bande interdite diffèrent d'un cas à l'autre. Si on avait « inversé » la structure en réalisant un réseau de pilier de silicium dans de l'air on aurait obtenu une grande bande interdite

photonique pour les modes TM et plus faible pour les modes TE [2]. Lorsque les deux bandes interdites se recoupent on parle de bande interdite complète. C'est le cas du cristal illustré dans ce paragraphe. On constate aussi qu'il existe des bandes interdites pour certaines directions de propagations et pas pour d'autres. Généralement on cherche, avec les cristaux photoniques, à avoir la bande interdite la plus grande et la plus complète, leur intérêt principal étant leur aptitude à contrôler la lumière.



**Figure1-11 : Schéma des deux polarisations du champ électromagnétique. Transverse Electrique (TE) et Transverse Magnétique (TM).**

### **I.3.d. Les cristaux photoniques tridimensionnels.**

Les cristaux photoniques tridimensionnels peuvent être considérés comme les objets ultimes car eux seuls permettent l'ouverture d'une bande interdite dans les trois dimensions et donc de vraiment piéger les photons. Mais, toutefois, la fabrication technologique de ces objets reste difficile à l'échelle des longueurs d'onde optique. La principale structure ayant marquée les dernières décennies est la « Yablonovite », du nom de son inventeur Elie Yablonovitch, illustrée sur la figure 1-12. C'est sa réalisation à l'échelle du centimètre et la mise en évidence d'une bande interdite complète à 12 GHz qui a mis sur le devant de la scène les cristaux photoniques [6]. Il existe d'autres structures telles que le « tas de bois », obtenues par report successif de structures bidimensionnelles (1-13), ou les structures de types opales ou opales inversées fabriquées par sédimentation de billes de silice (1-14).

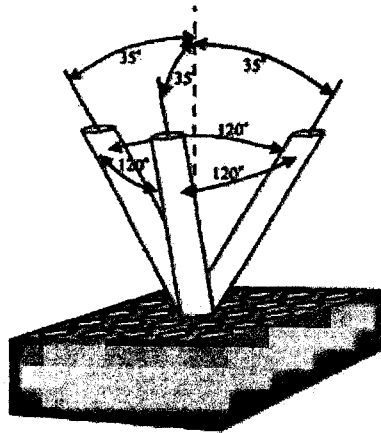


Figure1-12 : Schéma de la « Yablonovite ».

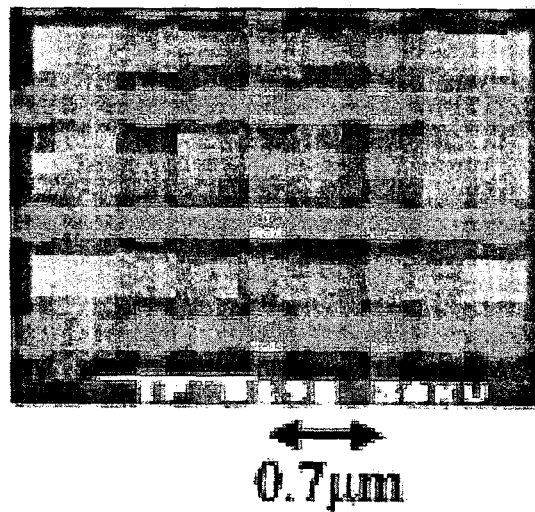
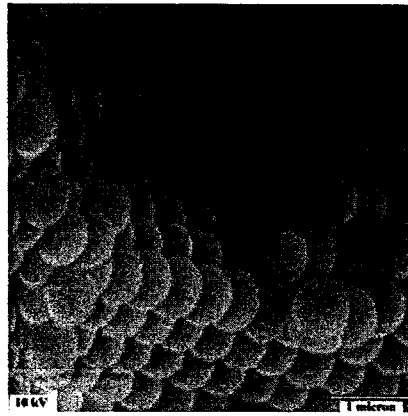


Figure1-13 : Schéma du cristal photonique tridimensionnel de type tas de bois (issue de [30]).





**Figure1-14 : Image en microscopie électronique à balayage d'une structure de type opale.**

### **I.3.e. Le cristal photonique bidimensionnel en géométrie de guide d'onde planaire.**

A défaut d'obtenir une bande interdite omnidirectionnelle, le confinement dans la troisième dimension peut-être obtenu en travaillant en géométrie guide d'onde planaire. Le cristal est dans ce cas réalisé dans une couche de fort indice permettant le confinement vertical. Intéressons nous d'abord au guide d'onde planaire pour ensuite considérer l'intégration des cristaux photoniques à de tels guides.

#### ***a) Le guide d'onde planaire.***

Un guide d'onde planaire est constitué d'une couche d'un matériau d'indice élevé entouré par deux autres d'indice plus faible. La figure 1-15 montre un tel empilement. Si l'on raisonne du point de vue de l'optique géométrique, une onde peut être guidée le long du guide par réflexion totale interne aux interfaces séparant le milieu de fort indice des deux autres d'indice plus faible. En effet si les rayons entrent avec un angle  $\theta$  assez faible, les lois de la réflexion/réfraction de Descartes nous assurent cette réflexion. Ensuite, du fait de l'invariance par translation le long de  $y$  du guide les ondes réfléchies successivement vont remplir une condition d'interférence constructive ce qui va avoir pour conséquence de discrétiser les vecteurs d'onde. On obtient alors ce que l'on appelle les ondes guidées.

On retrouve le même résultat en optique ondulatoire [31]. Il suffit d'écrire les relations de continuité des champs aux interfaces du guide. Dans la direction  $y$  du guide les modes propres sont des ondes planes de vecteur d'onde  $\beta = k_0 \cdot n_{\text{eff}}$ , où  $n_{\text{eff}}$  est l'indice effectif du guide et  $k_0$  le vecteur d'onde dans le vide.  $\beta$  est la composante suivant l'axe  $x$  du vecteur d'onde  $k$  et est communément

appelée constante de propagation en optique guidée.  $n_{\text{eff}}$  est donné par la relation  $n_{\text{eff}} = n_2 \cos(\theta)$  suivant l'approche géométrique.

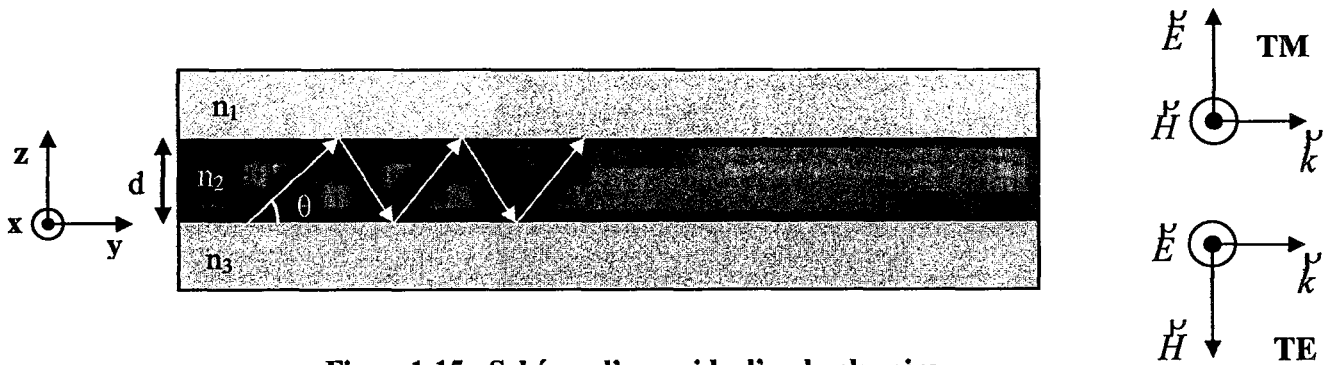


Figure1-15 : Schéma d'un guide d'onde planaire.

Prenons maintenant l'exemple d'une couche de silicium sur isolant (SOI). Ce substrat est constitué par une couche de silicium cristallin d'indice  $n_2=3.53$  sur un oxyde enterré d'indice  $n_3=1.48$ . Le deuxième matériau de faible indice est l'air ( $n_1=1$ ). La couche de silicium est le guide. Lorsque l'on trace les courbes de dispersion d'une telle structure on voit apparaître quatre secteurs comme représenté sur la figure 1-16. La zone 3 correspond aux modes qui vont se coupler au continuum radiatif et ne sont pas guidés. La zone 2 est le domaine des modes que l'on qualifie de « pseudo guidés ». Le champ de tels modes est toujours maximum dans la couche guidante mais décroît de façon exponentielle dans celle de silice (cas 2 dans la figure 1-16). Ces modes sont à pertes. La zone 1 est celle des modes qui sont réellement guidés et théoriquement, si les interfaces sont parfaites, ils sont sans pertes (cas 1 de la figure 1-16).

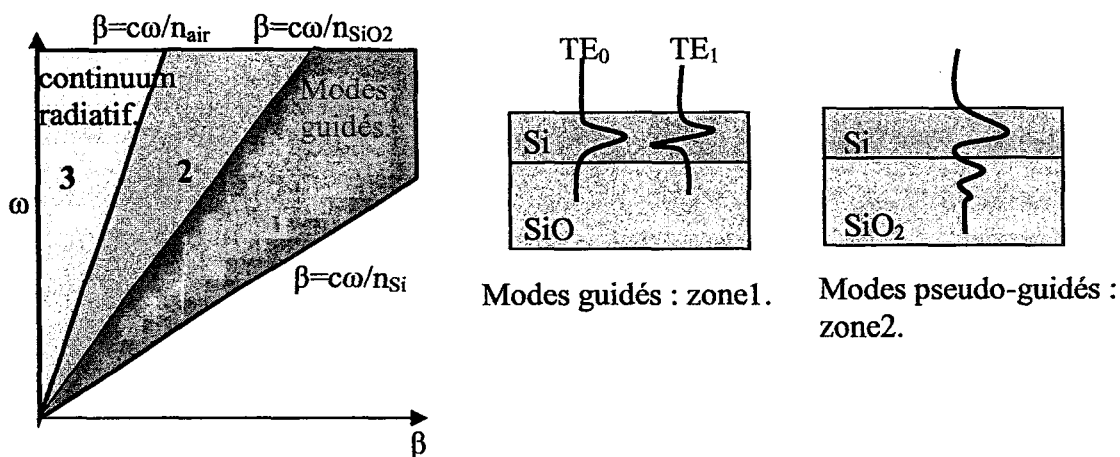
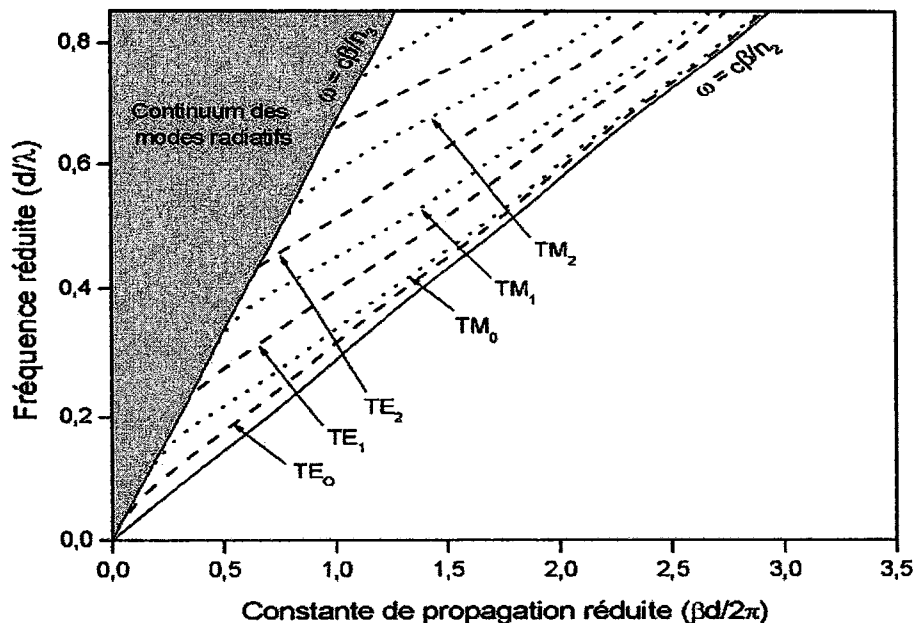


Figure1-16 : Représentation des différentes zones pour les différents types de modes d'un guide d'onde planaire en SOI. Les dessins de droites montrent les répartitions de champ des modes guidés et pseudo-guidés.

La figure 1-17 est le diagramme de dispersion du guide considéré ci-dessus. Comme pour les cristaux photoniques, la loi d'échelle s'applique et les unités sont normalisées. Pour des épaisseurs  $d$  du guide petites devant la longueur d'onde, il y a peu de modes guidés. En effet si  $d$  est trop faible le mode sera mal confiné dans la couche et il pourra y avoir couplage évanescent avec les modes du continuum radiatif. Le cas limite étant celui où seulement un mode est guidé. Le guide est alors dit monomode. Les guides plus épais soutenant plusieurs modes sont dits multimodes. Dans ce cas les modes sont indexés  $TE_i$  ou  $TM_i$ . L'index  $i$  désigne le nombre de fois où le mode coupe le plan de symétrie (x;y) du guide.



**Figure1-17 : Diagramme de dispersion d'un guide en SOI.  $n_1=1$  (air),  $n_2=3.5$  (silicium),  $n_3=1.46$  (silice). Les traits en pointillés représentent les modes polarisés TM et les tirets ceux polarisés TE. Les droites en traits pleins sont les lignes de dispersion des matériaux homogènes (silicium et silice) et délimitent la zone de modes guidés.**

Ce cas du guide ruban monodimensionnel s'étend à deux dimensions. Les modes propres seront indexés  $TE_{ij}$  ou  $TM_{ij}$  en fonction du nombre de nœuds qu'ils ont suivant les directions verticales et horizontales de symétrie du guide. Pour le cas à trois dimensions les modes ne sont plus strictement TE ou TM mais on définit cependant deux familles de la forme  $(E_x, E_y, H_z)$  et  $(H_x, H_y, E_z)$ . Pour la première on parle de polarisation TE car le champ électrique est toujours transverse par rapport à la direction de propagation et pour l'autre de polarisation TM car là, c'est le champ magnétique qui est transverse.

***b) Les cristaux photoniques en géométrie guide d'onde.***

Pour coupler un mode de Bloch d'un cristal photonique avec le mode guidé d'un guide d'onde planaire il suffit tout simplement de venir graver la structure du cristal dans la couche guidante. Dès lors certaines branches du diagramme de bandes du cristal, par effet du repliement dans la zone de Brillouin, vont se retrouver au dessus de la ligne de lumière et les modes correspondants vont pouvoir se coupler aux modes du continuum radiatif. Dans l'autre cas les modes seront guidés dans la couche.

Un des principal changement lorsque l'on grave un cristal photonique dans un guide planaire est la rupture de l'invariance par translation. A cause de cette rupture on ne peut plus parler de modes TE ou TM comme précédemment. Mais si la symétrie suivant le plan (x,y) est conservée les composantes des champs seront soit symétriques soit antisymétriques par rapport à ce plan. On définit alors deux familles indépendantes de modes suivant la parité de leurs composantes. La parité des composantes de ces modes, que l'on qualifie de pairs ou impairs, est représentée dans le tableau suivant [32]:

	$E_x$	$E_y$	$E_z$	$H_x$	$H_y$	$H_z$
Modes pairs	paire	paire	impaire	impaire	impaire	paire
Modes impairs	impaire	impaire	paire	paire	paire	impaire

On remarque alors que dans le plan médian du guide un mode pair est purement TE et un mode impair purement TM. Si dans la direction z, perpendiculaire au guide, les composantes des champs varient lentement et ne s'annulent pas trop souvent, on peut considérer que les modes pairs et impairs sont quasiment comme des modes purement TE ou purement TM. On peut alors considérer que les modes fondamentaux pairs et impairs sont comme les modes TE et TM du cristal photonique bidimensionnel infini [33]. Ces modes sont qualifiés généralement de quasi-TE ou quasi-TM.

Les modes de plus hautes énergies s'obtiennent de deux façons. Soit ces modes, correspondant à des bandes plus hautes en énergie du cristal photoniques bidimensionnel, acquièrent de nouveaux nœuds où une nouvelle structure dans le plan horizontal (premier type). Soit de nouveaux plans nodaux horizontaux apparaissent dans la couche guidante (deuxième type). Il convient de noter que l'insertion d'un plan nodal horizontal dans la couche guidante transforme un mode pair en un mode impair et vice-versa. Par conséquent les modes de hautes énergies ne sont pas tous forcément quasi-TE ou quasi TM [33]. Il faut aussi voir que les modes de haute énergie du deuxième type ne

correspondent pas à un état excité et sont à l'origine de la disparition du gap du CP si le guide devient trop épais (le guide planaire soutient alors beaucoup plus de modes guidés).

En pratique on ne considère que les modes fondamentaux obtenus en combinant le mode fondamental du guide avec les modes fondamentaux du cristal photonique infini. (Certains auteurs parlent de bandes dominantes [34]). C'est pourquoi, dans la géométrie associant CP et guide d'onde, les guides sont souvent monomodes voire bi-modes. On conserve ainsi le caractère quasi-TE ou quasi TM des modes pairs et impairs et le calcul du diagramme de bandes pour les modes pairs ou impairs correspondra à une expérience réalisée en polarisation TE ou TM.

Pour les guides ne présentant pas de symétrie verticale, la distinction entre les modes pairs ou impairs n'a plus de sens. Expérimentalement on ne pourra plus se limiter uniquement à ceux-ci. Il faudra considérer une superposition de ces deux classes de modes. Il y a malgré tout une bande interdite photonique pour l'une des familles de modes et il est possible d'exploiter une quasi-bande interdite en considérant la structure comme infinie [35]. La figure1-18 représente le diagramme de bande d'un cristal photonique constitué par une maille hexagonale de trous d'air dans une couche de silicium entourée d'air. Le calcul est tridimensionnel et seul les modes ayant une durée de vie infinie sont représentés. Parce que les modes sont quasi TE, on observe une bande interdite uniquement pour les modes pairs ( $\sim$  TE). Elle correspond au gap photonique TE du cristal infini seul.

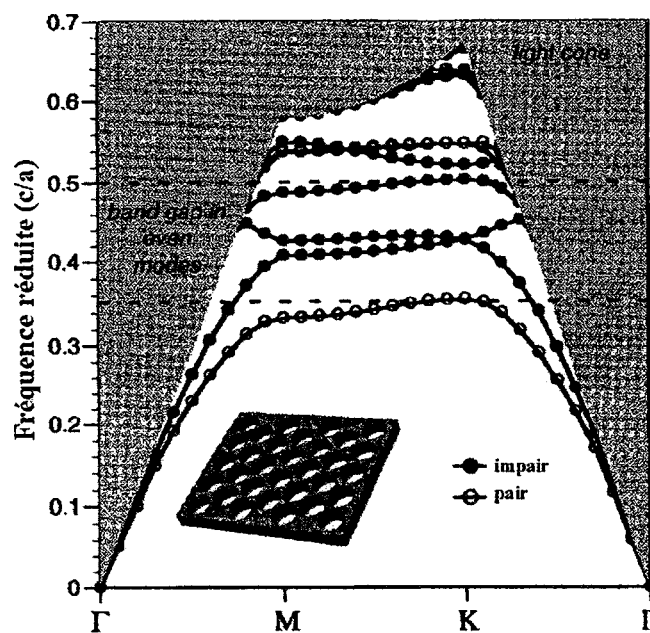


Figure1-18 : Diagramme de dispersion typique d'un cristal photonique en géométrie guide d'onde. La structure est un cristal de type hexagonal de trous percés dans une membrane diélectrique d'épaisseur  $0.6a$  suspendue dans l'air. La hauteur finie du cristal engendre l'apparition d'un cône de lumière dans lequel les modes peuvent fuir verticalement. Il y a une bande interdite pour les modes pairs. Cependant des modes à pertes peuvent exister à ces énergies. [33]

En analysant le diagramme ci-dessus on voit apparaître trois catégories de modes :

- les modes parfaitement guidés qui sont ceux qui se trouvent sous le cône de lumière. Ces modes sont sans perte théoriquement.
- les modes que l'on appelle résonnances et qui correspondent aux modes quasi-guidés. Leur champ est fortement localisé dans la couche guidante, mais ils possèdent la possibilité de se coupler aux modes du continuum radiatif. Ces modes sont les modes du cristal photonique infini situés au dessus du cône de lumière.
- les modes entièrement rayonnés constituant le continuum des modes de la structure complètement délocalisés. Ces modes se propagent au travers et à l'extérieur de la structure.

Il existe deux types d'approches pour les cristaux photoniques en géométrie guide d'onde. L'approche dite substrat où le contraste d'indice vertical est faible (par exemple 3.4/2.9 pour des guides en GaAs/AlAs), et celle dite de membrane où le contraste est important (3.4/1 pour des couches suspendues dans l'air).

Les géométries substrat utilisent les modes résonnants car, du fait du faible contraste d'indice, le cône de lumière est plus large et descend plus bas en énergie dans le diagramme de bande. Il y a alors couplage avec les modes rayonnés ce qui entraîne des pertes. Celles-ci sont dues à de la diffraction et sont de deux types :

- i. la diffraction sur les trous du cristal. Celle-ci est d'autant plus faible que le guidage vertical par l'indice et que le facteur de remplissage en air sont faibles [36-37].
- ii. la diffraction due à la profondeur finie des trous [38 39]. En effet à cause du faible contraste d'indice vertical le mode va s'étendre verticalement de 1 à 2  $\mu\text{m}$  et va donc être plus sensible à cette taille finie.

Toutefois ces limitations ne sont pas rédhibitoires et les pertes peuvent être maintenues à un niveau assez faible à condition de percer profondément la couche guidante pour que les trous recouvrent entièrement le profil du mode [40]. Ceci pose néanmoins quelques difficultés technologiques de gravure des trous pour des longueurs d'onde du proche infra rouge. Il faut aussi mentionner que cette approche est intéressante lorsque l'on veut, par exemple, coupler par la tranche de la lumière dans un guide étant donné que le mode à exciter est plus étalé verticalement.

L'approche membrane est celle à laquelle nous nous intéresserons dans toute la suite. Les modes, du fait du fort contraste d'indice optique vertical, sont extrêmement localisés dans la couche guidante. La réalisation technologique du cristal est plus aisée car on se limite à ne graver que la couche de fort indice. De plus l'interaction onde/matière est renforcée, permettant de faire des

sources plus compact et plus efficaces. Les pertes par les modes au dessus du cône de lumière seront aussi plus importantes ce qui est intéressant pour la réalisation de diodes-électroluminescentes (LED) où si l'on désire extraire verticalement le plus de lumière possible.

Lorsque l'on compare les pertes par diffusion entre les « membranes » et les « substrats », on se rend compte que celles-ci sont plus faibles dans le cas de la membrane.

### ***c) L'approximation de l'indice effectif.***

L'approximation de l'indice effectif est une méthode très utile pour avoir une idée approchée de la structure de bandes ou des propriétés d'un cristal photonique fait en géométrie guide d'onde. Par cette méthode on ramène un problème tridimensionnel à un problème bidimensionnel. Certes un calcul tridimensionnel permet de caractériser entièrement la structure mais il est souvent long et nécessite de gros moyens informatiques. De plus les résultats obtenus par la méthode des ondes planes ou de la FDTD sont souvent difficiles et long à interpréter du fait des difficultés liées à la parités des modes (voir le paragraphe ci-dessus relatif à la parité des modes), mais aussi parce que des modes sans significations physiques apparaissent à cause de la périodisation fictive du calcul suivant la direction normal au plan du cristal photonique. Dans cette approximation le cristal est considéré comme infini verticalement et son indice optique est l'indice effectif du mode fondamental TE ou TM du guide d'onde planaire. Cette approximation donne une bonne idée du comportement de la structure comme nous le verrons par la suite. Elle semble être plus efficace dans le cas du « substrat » que dans le cas de la « membrane » [41]. Un programme de calcul de l'indice effectif est en accès libre à l'adresse suivante : <http://wwwhome.math.utwente.nl/~hammer/eims.html>.

## **I.4.Application de la structure de bandes pour manipuler la lumière.**

Dans ce paragraphe nous nous intéresserons aux façons d'utiliser la structure de bande d'un cristal photonique afin d'améliorer les interactions ondes/matière pour des longueurs d'ondes du proche infrarouge.

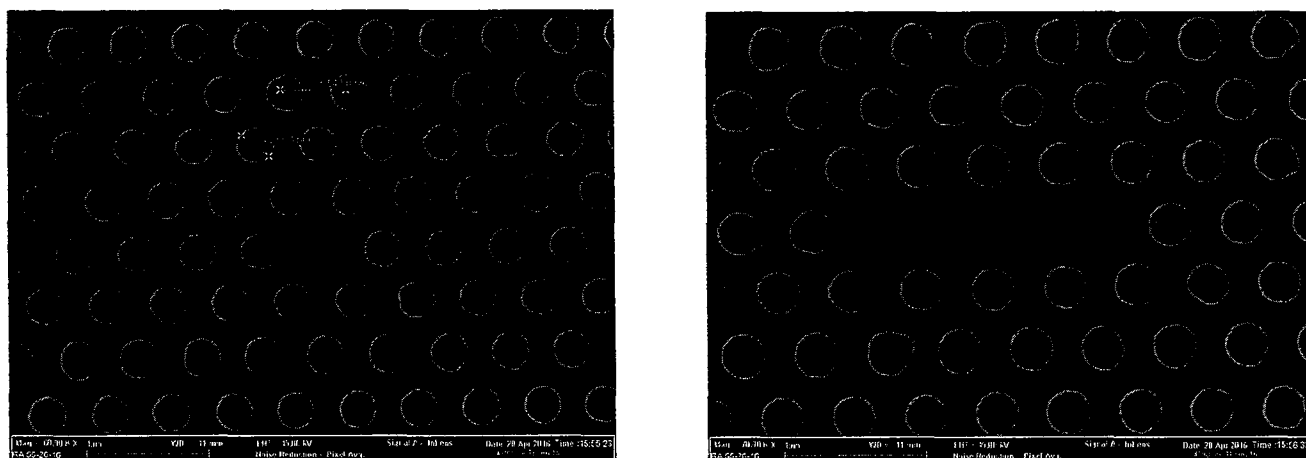
### **I.4.a.La bande interdite photonique.**

La bande interdite photonique est la propriété du diagramme de bandes d'un cristal photonique la plus communément utilisée car grâce à celle-ci on peut localiser ou guider la lumière en lui interdisant de se propager dans certaines directions. Les modes de la structure mis en jeux ici ne sont pas des modes propres du cristal, par opposition avec ceux représentés par une bande dans le

diagramme de bandes. On parle généralement dans ce cas de modes de défauts. En effet l'utilisation courante de la bande interdite photonique nécessite une rupture de la symétrie du cristal en omettant de graver un, plusieurs ou voir une rangée complète de trous. A partir de là on peut réaliser concrètement des cavités avec pour objectif d'obtenir des sources de lumière, des guides d'ondes ou des filtres sélectifs en longueurs d'ondes.

**a) Les cavités optiques à cristaux photoniques.**

Les cavités à cristaux photoniques sont des structures où un défaut a été créé. Typiquement c'est une partie dans laquelle aucun trou a été gravé. La figure 1-19 représente de telles cavités que nous avons fabriquées.



**Figure1-19 : Images MEB de cavités à base de cristal photonique. L'image de gauche est un cavité dite H1. C'est une maille triangulaire au sein de laquelle un trou n'a pas été gravé. L'autre est une cavité de type linéique.**

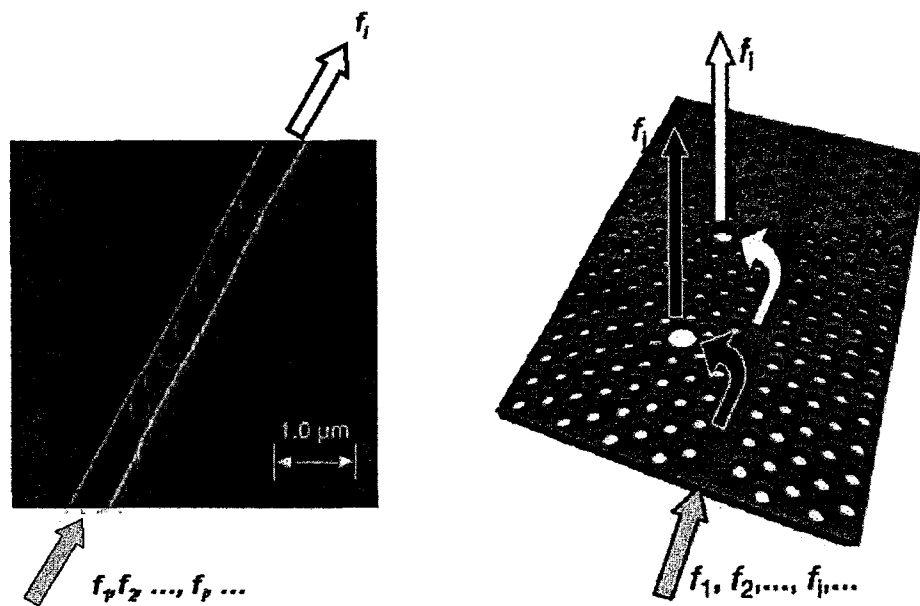
Ces cavités sont extrêmement intéressantes car elles ont peu de pertes et occupent un très petit volume. On peut alors envisager de modifier le taux d'émission spontanée car, comme l'a prouvé en 1964 Edward Purcell [42] , un atome excité placé dans une cavité optique de la taille de la longueur d'onde et ayant peu de pertes voit son émission spontanée fortement modifiée [42]. C'est également dans cette optique que E. Yablonovich proposa le concept de cristal photonique en 1987 [4] pour changer l'émission de lumière par les semi-conducteurs. Ce n'est qu'après de gros progrès des techniques de fabrication que les premières cavités à cristaux photoniques, ayant comme élément actif des puits quantiques, virent le jour [43] et que suivirent les premiers lasers à base de cavités à cristaux photoniques [44]. Depuis de nombreux dispositifs ont été réalisés [45-46-47-48-49] avec pour objectif commun la réduction des pertes pour contrôler l'interaction matière/rayonnement.



Récemment ont été mis en évidence la modification de l'émission spontanée d'un émetteur placé dans une cavité à cristal photonique (effet Purcell) [50] ainsi qu'un régime de couplage fort, dans un solide, à travers le dédoublement d'oscillation de Rabi entre une boîte quantique unique et un mode optique [51]. Il faut noter que ce dédoublement, intéressant pour l'électrodynamique quantique, a été aussi observé dans d'autre géométrie de cavité comme les micro piliers [52] où des micro-tores [53].

***b) Filtres à base de cavités à cristaux photoniques.***

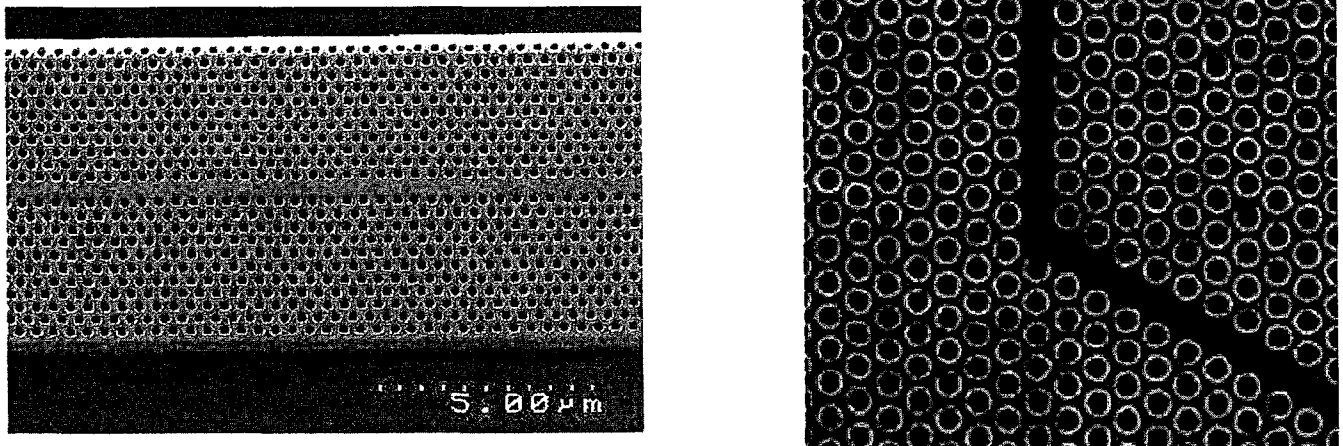
Une fonction importante de l'optique intégrée et des télécommunications est l'échange d'informations codées. Celles-ci le sont sur plusieurs canaux qui sont en fait différentes longueurs d'onde. Il est alors nécessaire de pouvoir insérer ou retirer ces longueurs d'onde suivant que l'on veut envoyer ou recevoir l'information. Cette fonction est le multiplexage en longueur d'onde (WDM : Wavelength Division Multiplexing) et peut être réalisée très efficacement avec des cristaux photoniques. On utilise la sélectivité en longueur d'onde d'une cavité par laquelle on va, par couplage évanescent, injecter ou retirer la longueur d'onde qui nous intéresse ou ne laisser passer que certaines longueurs d'onde. Le principe est le même qu'en optoélectronique classique. Il y a dans la littérature deux catégories de filtres planaires : les structures de types Add/Dropp où il y a couplage entre une cavité et un guide [54-55-56] et les structures où une cavité Fabry-Pérot est directement insérée sur le guide [57-58-59]. Ces deux architectures sont représentées sur la figure 1-20. Dans les deux cas le but recherché est d'avoir les cavités avec le moins de pertes possibles intégrées dans le plus petit volume.



**Figure1-20 : Images MEB de filtres à base de cristaux photoniques. L'image de gauche montre un filtre où une cavité Fabry-Pérot est insérée sur le guide (zone de trous) [d'après 53]. L'autre est une image d'un filtre Add/Dropp [d'après 47].**

**c) Guides à cristaux photoniques.**

Le principe, comme pour les cavités, est d'utiliser la bande interdite pour empêcher la propagation de la lumière dans certaines directions. Par contre ici les modes excités sont des modes propagatifs et non pas stationnaires comme pour les cavités. L'idée d'utiliser les cristaux photoniques comme guide d'onde est apparue en 1994 sous l'impulsion de Joannopoulos, Meade et al [7-60] et les premiers échantillons furent réalisés six ans plus tard [61-62]. La figure 1-21 montre un tel guide où une rangée de trous a été omise dans une maille hexagonale de trous d'air. Ces guides sont intéressants car ils sont facilement intégrables et présentent des pertes linéiques relativement faibles. Pour des guides larges (typiquement 3 à 4 rangées de trous non gravées) des pertes de 10dB/mm et 11dB/mm ont été mesurées [61-62]. Pour des guides plus étroits faits dans du silicium sur isolant (SOI), on a enregistré des pertes de 6 dB/mm[63] et 4 dB/mm[64]. Le processus de guidage est différent de celui des guides classiques. Dans le cas des guides d'onde à cristaux photoniques l'apparition de modes propagatifs est déterminée par la structure de bandes engendrée par la modulation de l'indice optique plutôt que par les conditions de réflexions/interférences des guides « classiques ». Il n'y a pas à proprement parler de réflexion dans le cas des guides à cristaux photoniques. On voit par exemple l'apparition de mini « stop band » où encore de modes ayant une dispersion particulière (des vitesses de propagation de l'ordre de  $c/90$  ont été mesurées avec  $c$  célérité de la lumière[65]).



**Figure1-21 : Images MEB de guides d'onde à base de cristaux photoniques. L'image de gauche est un guide dit W1 dans du SOI où une rangée de trous d'une maille hexagonale n'a pas été gravée [66]. L'image de droite montre un guide courbé [Opto laser europe novembre 2002].**

Ces guides permettent aussi un routage de la lumière car ils peuvent être coudés avec des rayons de courbures de l'ordre de la longueur d'onde (figure 1-21). Des réalisations expérimentales ont été

faites [60-67] mais ils restent des problèmes de pertes dans les courbes à cause des réflexions multiples et du couplage aux modes à fuites (au dessus du cône de lumière). On a cependant quand même enregistré des transmissions, pour des courbures de 60°, de 80 à 90% pour des guides W1 sur SOI (une rangée non gravée) [68-69] et de 78% pour des guides plus larges[70]. Ces guides ne sont pas destinés à porter l'information sur de longues distances, les fibres optiques sont bien plus efficaces, mais sont très intéressants si on envisage d'intégrer sur puce le guidage de photons d'autant plus que leur fabrication est compatible CMOS.

#### **I.4.b. La courbure des bandes : ingénierie de la dispersion.**

La deuxième propriété d'intérêt des cristaux photoniques, après la bande interdite photonique, est de permettre une ingénierie de la dispersion,  $\frac{\partial \omega}{\partial k}$ , des modes du cristal en jouant sur la courbure des bandes du diagramme.

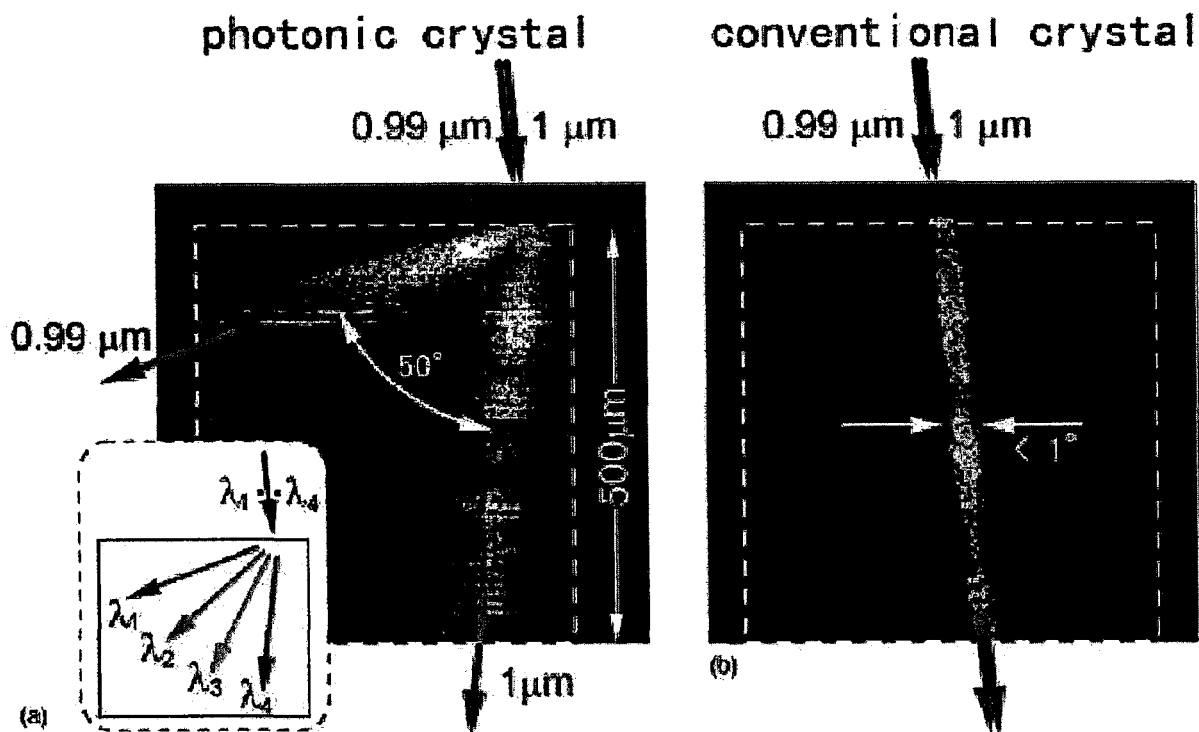
##### ***a) Cristaux pour le contrôle de la dispersion.***

Le passage de la lumière d'une interface séparant deux milieux homogènes est caractérisé par les lois de Descartes. Celles ci traduisent uniquement que la direction de propagation de l'énergie et celle du vecteur d'onde coïncident et que les courbes isofréquences (profil d'indice à fréquence fixe) sont des cercles dans chaque milieu (cercles d'Ewald). Lorsque l'un des milieux, ou les deux, est anisotrope ce phénomène de réfraction est très modifié. On voit alors apparaître de la biréfringence qui traduit le fait que l'indice optique dépend de la polarisation et de la direction de propagation de lumière. C'est ce que l'on observe dans les cristaux anisotropes (un traitement détaillé se trouve dans [31]). Les courbes iso fréquences ne sont plus des cercles mais des ellipsoïdes (on parle alors d'ellipsoïde des indices) à partir desquelles on obtient les lois de réfractions des cristaux biréfringents. De part leur construction les cristaux photoniques sont anisotropes et les courbes iso fréquences de tels cristaux sont loin d'être de simples ellipses [71]. Ceci donne trois phénomènes de réfraction singuliers à l'interface délimitant le cristal photonique : l'ultraréfraction ou effet « super prisme », la réfraction négative et la multiréfringence.

Dans le phénomène d'ultraréfraction, une onde extérieure incidente sur un cristal photonique va être réfractée avec des angles importants et dépendants fortement de la longueur d'onde. Grâce à cette forte dispersion chromatique il est alors possible de séparer des longueurs d'onde et de réaliser de cette façon des démultiplexeurs en longueur d'onde [72]. La figure 1-22 illustre ce phénomène [73]. Les effets les plus spectaculaires rapportés dans la littérature font état d'une déviation

angulaire de  $50^\circ$  pour une variation de 1% de la longueur d'onde soit une sensibilité du dispositif de  $5^\circ/\text{nm}$  [73]. Ces super-prismes sont fabriqués de sorte à présenter des courbes isofréquences les plus déformées possibles et ainsi avoir un changement de vitesse de groupe le plus abrupt possible. Une description plus détaillée se trouve dans [16].

Un autre effet intéressant est celui de la réfraction négative où le cristal photonique se comporte comme un matériau isotrope mais d'indice de réfraction négatif. Les premières études furent menées par l'équipe de J.B. Pendry et c'est en 2000 que les premiers matériaux à indice négatif, dans le domaine des longueurs d'onde centimétriques, apparurent [74]. Ces matériaux pourraient être très utiles dans le domaine de l'imagerie car le comportement d'une telle lentille serait proche du miroir et, malgré les imperfections de réalisation, devrait conduire à une amélioration de la résolution [75-76]. Des solutions visant à porter ces matériaux dans le domaine des longueurs d'onde optiques commencent à apparaître [77].



**Figure1-22 : Comparaison de la réfraction de deux ondes lumineuses incidentes proches spectralement sur un cristal conventionnel (image de droite) et un cristal photonique (image de gauche). On observe nettement dans le cristal photonique une forte dispersion chromatique alors que dans le cas du cristal « standard » les ondes sont confondues à la sortie de l'interface [73].**

La multiréfringence apparaît lorsque plusieurs bandes sont accessibles pour la même énergie. Une multiréfringence d'ordre 3 a été mise en évidence dans un cristal bidimensionnel [78].

***b) Modes « lents » d'un cristal photonique.***

Les modes dits « lents » d'un cristal photonique sont des modes de Bloch qui présentent en un point de la zone de Brillouin irréductible une courbure de bande très faible. Ceci a pour conséquence de donner au mode du cristal une vitesse de groupe (vitesse de propagation de l'énergie) très faible. On augmente ainsi la durée de vie des photons dans le cristal photonique et l'on confine, d'une certaine façon, les photons au sein de celui-ci. Les photons « ralentissent » de plus en plus au cours de leurs propagation. De plus la densité d'états de ces modes est importante. Cette amélioration de l'interaction onde/matière a abouti à la mise au point de lasers comme le démontre de nombreux rapports de la littérature [79-80-81-82-]. Les avantages de l'utilisation de ces modes lents par rapport à une micro cavité sont une meilleure directivité de l'émission ainsi qu'un meilleur contrôle de la polarisation [65]. De plus on peut choisir la direction de l'émission de la lumière soit en excitant des modes « plats » au dessus de la ligne de lumière ou en dessous de celle-ci.

De tels modes sont aussi très efficaces si l'on veut réaliser des extracteurs de lumière à partir de semi conducteur [83]. En effet si l'on excite des modes lents au dessus du cône lumière (comme par exemple au point de haute symétrie  $\Gamma$ ), le couplage de ceux-ci au continuum radiatif est très efficace du fait de leur faible vitesse de groupe et de leur position au dessus du cône de lumière. On réalise ces structures par exemple en gravant le cristal photonique soit dans la zone émettrice [84] ou bien à côté de celle-ci [85]. On peut aussi, dans le cas où l'on a un empilement, graver le cristal dans la couche juste au dessus de celle émettrice. On évite ainsi d'introduire des pièges électroniques non radiatifs dus au défaut de gravure dans cette zone émettrice [86].

## **I.5 Les matériaux utilisés.**

On distingue généralement deux catégories de matériaux pour fabriquer des cristaux photoniques suivant que l'on veut un élément actif comme une source ou bien passif comme un guide d'onde, un filtre ou un détecteur.

Dans le cas des cristaux photoniques passifs le matériau le plus utilisé est le silicium du fait de sa large utilisation dans le domaine de la microélectronique. Ceci fait de lui un matériau « peu coûteux » car il bénéficie d'une bonne maîtrise technologique. Certains guides ou filtres sont aussi

fait à partir de substrat SOI [83-87]. Les semi-conducteurs III-V sont quant à eux utilisés pour la réalisation de détecteurs et d'émetteurs mais ils présentent le gros désavantage d'être onéreux.

Pour les structures actives les semi-conducteurs III-V sont les plus utilisés et sont ceux avec lesquels les cristaux photoniques ont été poussés sur le devant de la scène de la photonique. En effet, grâce à de leur gap électronique direct ils présentent un excellent rendement d'émission à température ambiante. Comme mentionné ci-dessus leur principal inconvénient pour leur intégration à l'échelle industrielle est leur coût élevé. On note actuellement que de nombreux effort pour réussir à les reporter sur silicium [88]. La filière IV-IV est aussi étudiée pour la réalisation de source de lumière pour les mêmes raisons que pour les structures passives. Mais ici on se heurte au gros problème du gap indirect du silicium qui donne à ce matériau un rendement d'émission extrêmement faible. Néanmoins l'utilisation de boîtes et de puits quantique de SiGe [89], de boucles de dislocations [90], de nanocristaux de silicium, le dopage avec des terres rares comme l'erbium [91] ou plus récemment l'utilisation de l'effet Raman [92-93] semblent être des voies prometteuses pour le développement de sources à base de semi-conducteurs IV-IV.

## **I.6 Conclusion.**

Les cristaux photoniques sont des matériaux présentant une modulation périodique de leur constante diélectrique tout comme les cristaux en électronique ont un potentiel périodique. Cette périodicité de la constante diélectrique, et par conséquent de l'indice optique, procure à ces objets des propriétés photoniques très intéressantes comme la bande interdite photonique, qui interdit la propagation de la lumière dans certaines directions de l'espace, ou encore la courbure de bande qui permet de jouer avec la dispersion du matériaux. Grâce à ces propriétés toute une panoplie d'objets pour la micro-photonique a pu être mise au point (laser, guide, filtre en longueur d'onde ....). Les cristaux photoniques tridimensionnels représentent encore un défi, surtout technologique, mais des structures comme celles intégrant un cristal bidimensionnel avec un guide d'onde planaire ou bien avec un miroir de Bragg, comme nous le verrons dans la suite, permettent le contrôle de la lumière dans les trois directions.

## **Chapitre 2 : Fabrication et caractérisation des cristaux photoniques.**

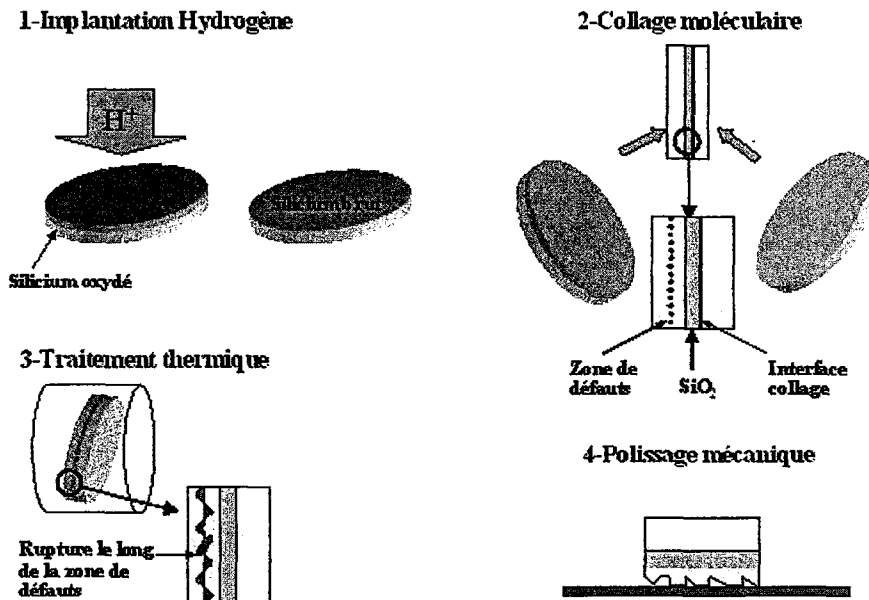
Au long de ce deuxième chapitre, nous aborderons les aspects pratiques de la fabrication des cristaux photoniques ainsi que les méthodes de caractérisation de ceux-ci. Nous présenterons brièvement la réalisation technologique du substrat SOI. Puis nous nous attacherons aux procédés de lithographie et de gravure afin de voir quels en sont les points clefs dans la fabrication des cristaux photoniques. Enfin nous décrirons les montages utilisés au cours de ce travail pour mesurer les propriétés optiques des cristaux photoniques.

### **II.1.a.Fabrication technologique des cristaux photoniques.**

#### **II.1.a.Le substrat SOI.**

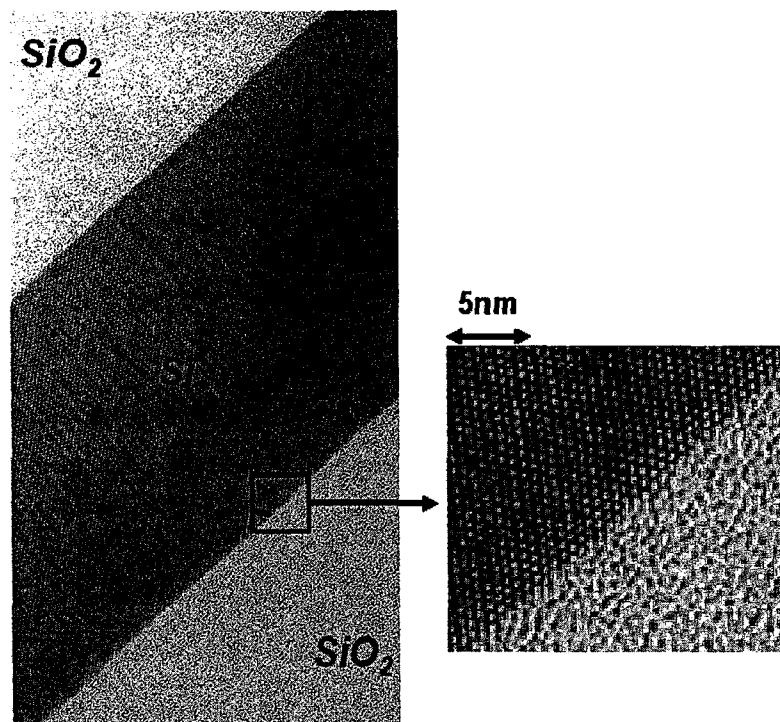
Tous les échantillons fabriqués au cours de ce travail l'ont été à partir de SOI (Silicon On Insulator). Ce substrat consiste en un empilement comprenant une couche, de quelques centaines de nanomètres, de silicium monocristallin sur une couche de silice amorphe. Le tout repose sur un substrat de silicium. Ce substrat SOI présente d'un point de vue optique des propriétés intéressantes. En effet le fort contraste d'indice entre le silicium ( $n=3.5$ ) et son entourage (la silice  $n=1.5$  et l'air  $n=1$ ) fait de lui un très bon guide planaire. De plus on peut oxyder légèrement le silicium en silice ce qui rend le système plus symétrique et améliore les états de surface. Les porteurs se trouvent aussi confinés suivant la verticale à cause de la couche de silice. Enfin ce substrat est compatible avec toutes les technologies de la microélectronique sur silicium ce qui facilite grandement la fabrication des cristaux photoniques.

La fabrication de substrats SOI se déroule en quatre étapes illustrées sur la figure 2-1. Elle met en jeu deux procédés technologiques : le SMART-CUT<sup>®</sup> et le collage moléculaire. Le collage moléculaire permet l'association de deux wafers par adhérence moléculaire entre deux couches de silice. Le procédé SMART-CUT<sup>®</sup> permet de couper dans le sens de l'épaisseur un substrat de silicium cristallin. Il consiste à créer une zone de défauts par implantation d'hydrogène dans la couche de silicium puis, par chauffage, à briser celle-ci. Le substrat de silicium est ainsi fracturé suivant la zone de défauts. La photo de la figure 2-2, obtenue par microscope à transmission, montre l'interface entre le silicium mono cristallin et la silice. Celle-ci est de très bonne qualité. Les substrats utilisés pour cette étude proviennent de la société SOITEC.



**Figure2-1 : Différentes étapes de fabrication du substrat SOI. Les étapes 1 et 3 sont celles du SMART-CUT® et la 2 celle du collage moléculaire.**

Au long de cette étude sur les cristaux photoniques nous avons utilisé des substrats avec des épaisseurs de silicium et de silice variables. Typiquement la couche de silicium dans laquelle les cristaux sont gravés est soit de 100 nm, 200 nm ou 400 nm et celle de silice sous jacente de 400 nm ou 700 nm. Le substrat de silicium quant à lui fait 700  $\mu m$  d'épais.



**Figure2-2 : Image en coupe par microscope électronique à transmission d'un substrat SOI oxydé en surface. Dans le zoom de droite on peut voir les atomes de silicium ainsi que la très bonne qualité de l'interface silicium-silice.**



A partir de ces substrats, les cristaux photoniques s'obtiennent de la manière suivante : on étale une résine sensible soit aux UV soit aux électrons suivant le mode de lithographie. On définit le masque des cristaux par lithographie électronique ou optique. Puis on transfère ce motif par gravure sèche ou humide dans la couche de silicium supérieure du SOI. Ces étapes sont illustrées par la figure 2-3 ci dessous.

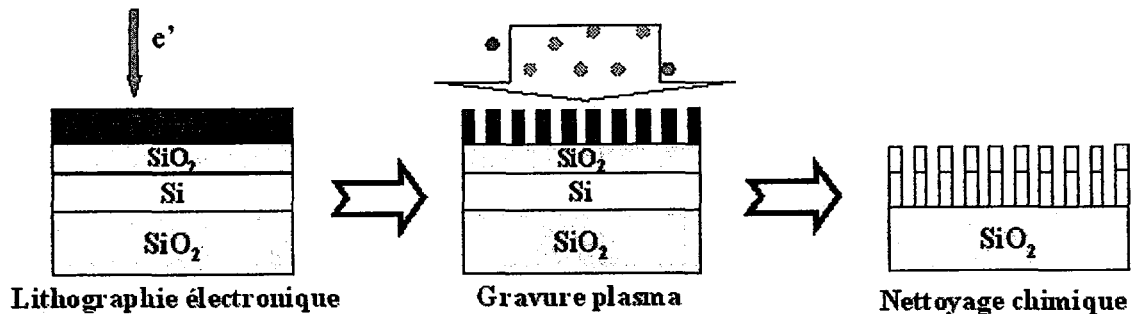


Figure2-3 : Schéma des étapes de fabrication d'un cristal photonique dans un substrat SOI.

Nous allons nous intéresser maintenant aux deux étapes de fabrication des cristaux photoniques que sont la lithographie et la gravure.

### II.1.b.La lithographie.

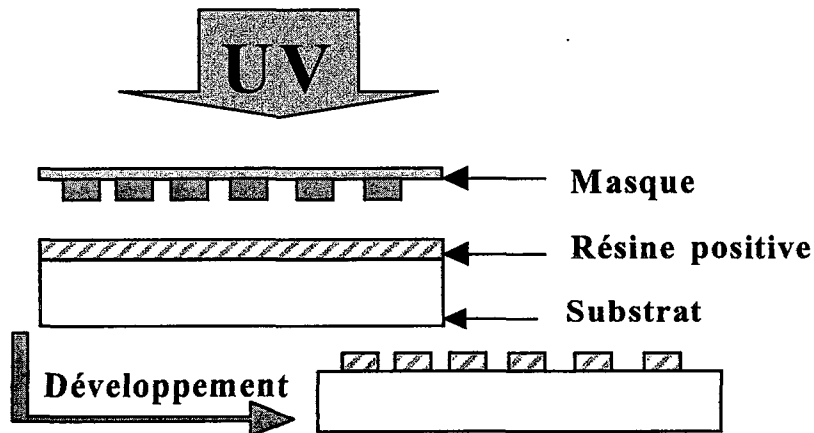
La première phase dans la réalisation des cristaux photoniques consiste à définir le motif du cristal. Pour cela on utilise différentes techniques de lithographies. Les plus couramment utilisées sont la lithographie optique et électronique. C'est avec celle-ci que les échantillons développés au cours de ce travail ont été fabriqués.

#### a) La lithographie optique.

Ces techniques optiques sont basées sur l'utilisation de résines qui sont sensibles aux rayonnements ultra-violet. Le substrat est recouvert d'une telle résine. Puis il est éclairé à travers un masque de quartz aux motifs à réaliser par un rayonnement UV. L'exposition de la résine à cette lumière modifie ses propriétés physico-chimiques et notamment sa solubilité au contact d'un développeur. Deux cas peuvent se présenter :

- La zone insolée devient soluble dans le développeur alors que celle non insolée ne l'est pas. On parle alors de résine positive.
- La zone insolée devient non soluble dans le développeur alors que celle non insolée l'est. On parle dans ce cas de résine négative.

La figure 2-4 ci dessous illustre schématiquement le principe de la lithographie optique.



**Figure2-4 : Principe de la lithographie optique.**

La principale limitation de ce type de lithographie est due aux phénomènes de diffraction qui apparaissent dès que la taille des motifs est de l'ordre de la longueur d'onde de la source optique d'insolation. Typiquement celles-ci varient entre 281 nm et 600 nm, mais commencent à apparaître des sources à 193 nm (laser Ar-Fluor). Un des avantages de la lithographie optique par rapport à la lithographie électronique, est d'être beaucoup moins lourde à mettre en place.

#### ***b) La lithographie électronique.***

Les procédés de lithographie par faisceau focalisé d'électrons, ou « Electron Beam Lithography », sont une application directe du développement de la microscopie électronique à balayage dans les années 30. Dans le cas d'un Microscope Électronique à Balayage (MEB), le faisceau balaie le champ d'observation alors que dans le cas de la lithographie ce faisceau va uniquement balayer le champ suivant le motif à dessiner. La figure 2-5 ci dessous illustre schématiquement la colonne d'un microscope électronique à balayage. La lithographie électronique permet une plus grande résolution que celle optique car les longueurs d'onde du faisceau électronique sont plus faibles

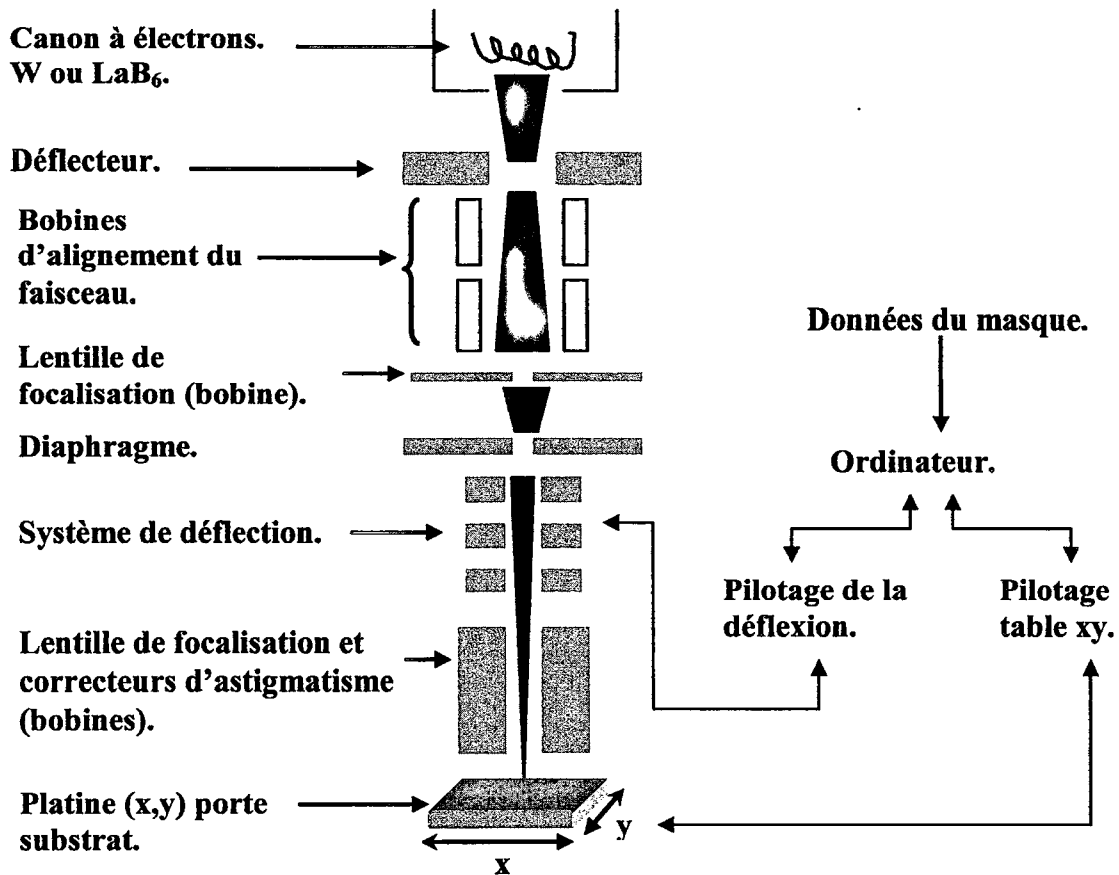


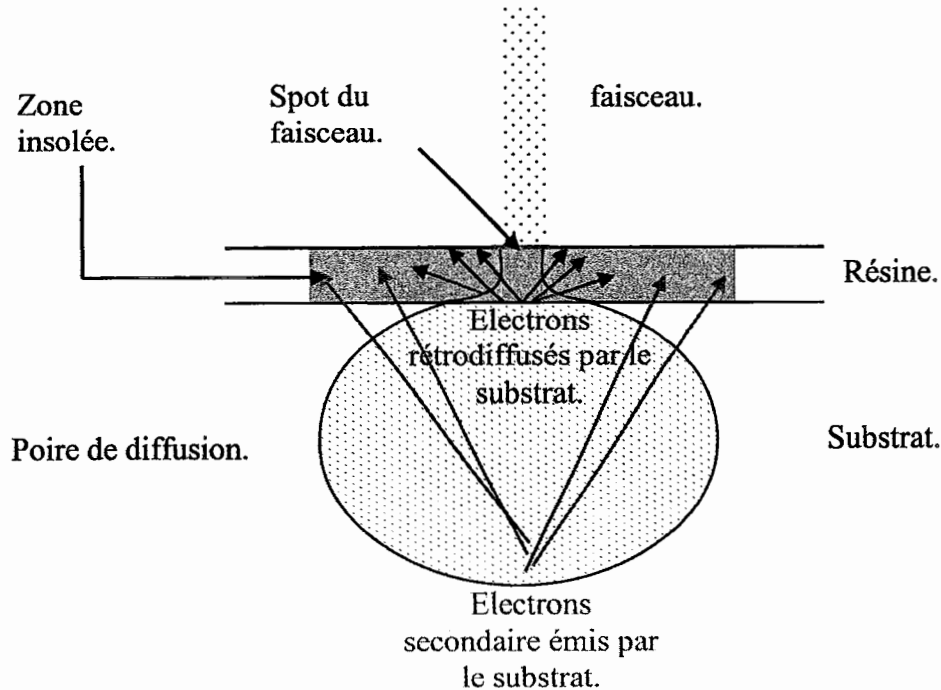
Figure2-5 : Schéma d'ensemble d'un MEB destiné à la lithographie électronique.

Les propriétés du faisceau sont contrôlées par les paramètres suivants :

- La tension d'accélération permet de contrôler la taille de la sonde.
- La dose  $D$  permet de régler la densité surfacique de charge fournie par le faisceau.  
 $D = i \cdot t / A$ , avec  $D$  la dose en  $\mu C/cm^2$ ,  $i$  le courant électronique en A,  $t$  le temps d'exposition en s et  $A$  la surface exposée en  $cm^2$ .

Les filaments utilisés sont soit en tungstène soit en LaB<sub>6</sub> et la tension d'accélération peut monter jusqu'à 40 kV. Grâce à de tels appareils on atteint des résolutions de l'ordre de 50 nm. Les limites actuelles étant de 10 nm avec une taille de sonde de 5 nm. Contrairement à ce que l'on peut penser la résolution d'un MEB n'est pas exactement fixée par la taille de la sonde [94]. En effet la diffusion des électrons dans la résine et le substrat ainsi que les collisions avec le substrat produisent des électrons secondaires et de la rétro diffusion qui diminuent la résolution. La résine se trouve alors exposée en dehors de la zone définie par la taille de la sonde. La figure 2.6 montre en coupe le profile de l'insolation dans la résine. On appelle généralement cette zone poire de

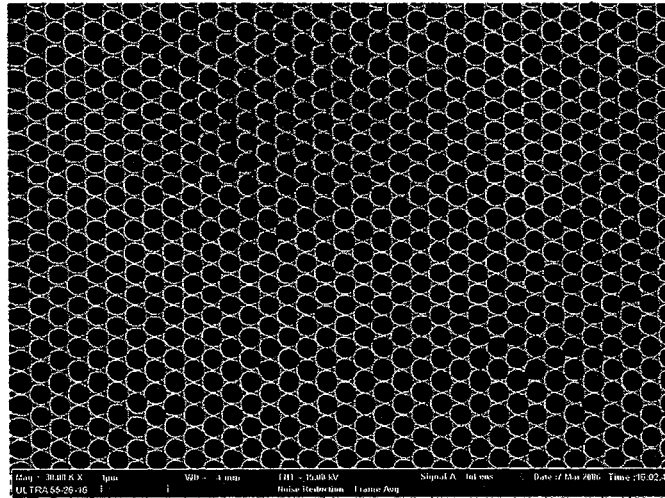
diffusion. Pour trouver la dose donnant les dimensions cherchées on incrémente celle-ci lors de l'insolation.



**Figure2-6 : Illustration de la diffusion des électrons dans la résine et le substrat lors de l'insolation par lithographie électronique.**

Il faut néanmoins faire attention lorsque les motifs sont proches car dans ce cas les poires de diffusion peuvent se toucher et la dose peut devenir suffisante pour rendre la résine sensible au développement. Ceci a pour conséquence de conduire à une dégradation du motif. La figure 2-7 illustre phénomène.

Pour limiter les effets de ces électrons rétrodiffusés on peut diminuer l'épaisseur de la résine. On peut aussi diminuer localement la dose d'insolation là où les effets de proximités conduisent à une surdose.



**Figure2-7 :Image MEB d'un cristal photonique pour lequel les électrons secondaires et rétrodiffusés ont activé la résine en dehors de la zone de la sonde. On observe une jonction des trous due au chevauchement des poires de diffusion.**

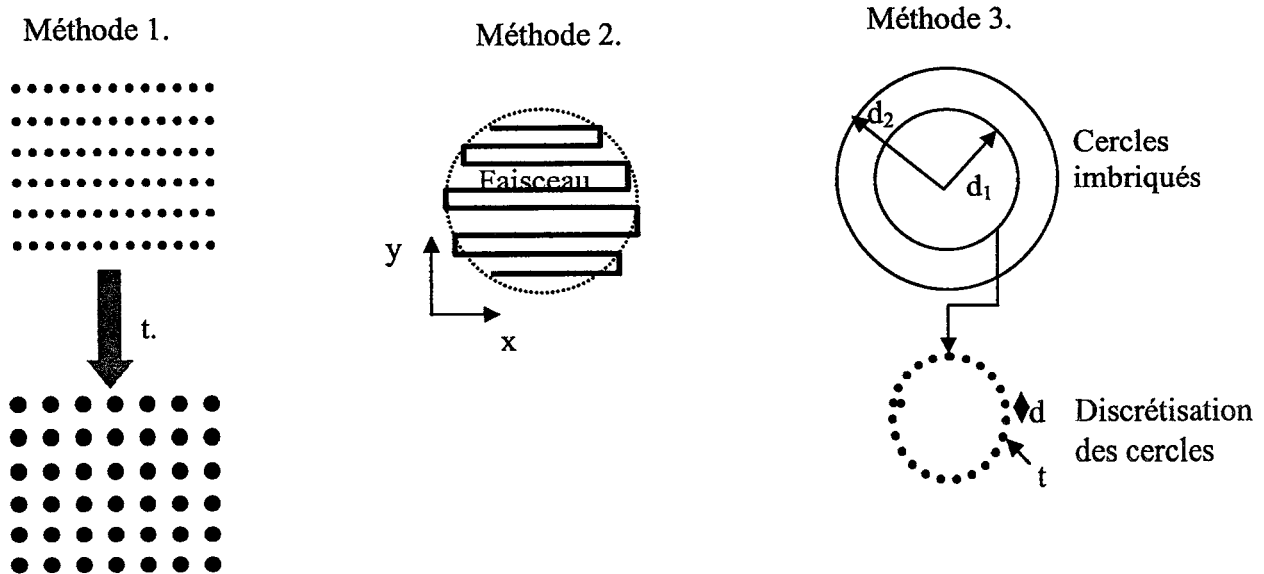
Trois modes d'insolation sont possibles. La première méthode consiste à insoler pendant une durée  $t$  la zone où l'on veut définir un disque. Suivant la durée de l'insolation les électrons rétrodiffusés et secondaires vont plus ou moins activer la résine autour de la zone de la sonde. La taille des disques est alors fonction de la durée d'insolation. Le principal inconvénient de cette méthode est d'être sensible à la qualité du faisceau d'insolation et notamment à l'astigmatisme et d'offrir peu de latitude en dimensions.

La deuxième méthode consiste à balayer avec le faisceau l'intérieur du cercle définissant le disque. Ce mode de balayage est cependant peu adapté aux motifs ronds et nécessite un très bon repositionnement du faisceau.

Dans la troisième et dernière méthode les disques sont définis par un réseau de cercles imbriqués. Chaque cercle est discrétisé et insolé par balayage circulaire. La sonde électronique insole pendant un certain temps  $t$  chaque point de discrétisation des cercles. Les électrons rétrodiffusés et secondaires de chaque cercles vont sensibiliser la résine à l'intérieur du disque. La dose est adaptée pour obtenir les bonnes dimensions. Ce mode de balayage est proche du premier mais il permet de mieux contrôler la taille des disques car on peut jouer sur l'espacement des disques, le pas de discrétisation  $d$  ainsi que sur la durée  $t$ . De plus les difficultés dues à la qualité du faisceau, et notamment l'astigmatisme, sont moins problématiques que pour la première méthode. On gagne

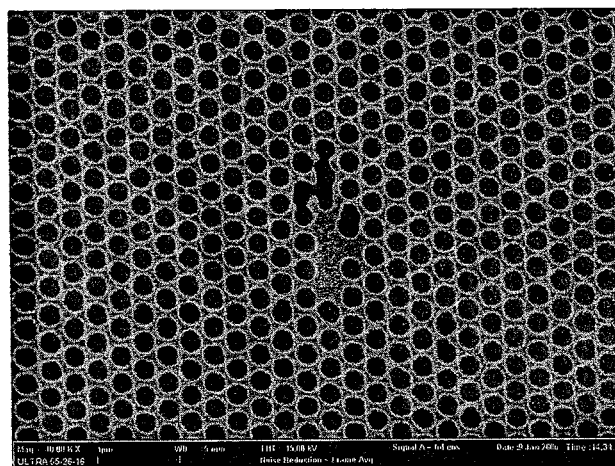
aussi en vitesse d'insolation et il n'y a pratiquement pas de difficultés liées au repositionnement du faisceau comme pour la deuxième méthode.

La figure 2-8 ci dessous illustre ces différents modes de balayage.



**Figure2-8 : Représentation des trois différents types d'insolations pour la réalisation de disques.**

Il faut aussi prendre garde lorsque l'on insole des structures pour des cristaux photoniques à l'ordre dans lequel les différents éléments du cristal vont être insolés. Il faut éviter au maximum que la sonde aille d'un coin à l'autre du champ d'insolation car il peut y avoir un mauvais repositionnement du faisceau électronique. Ceci a pour conséquence de modifier la périodicité et de créer des défauts. Il faut bien prendre garde à ce problème surtout lors de la fabrication de cavité à cristal photonique. Les suites d'un mauvais positionnement sont représentées sur la figure 2-9.



**Figure2-9 : Image MEB d'un cristal photonique suite à un mauvais repositionnement du faisceau. Les trous de la cavité ont été insolés en derniers.**

Nous avons utilisé un MEB AKASHI de la salle PROMES qui est un microscope d'observation modifié pour la lithographie ainsi qu'un masqueur électronique.

### **II.1.c.La gravure.**

L'étape de gravure est celle au cours de laquelle le motif définit dans la résine lors de la lithographie va être transféré dans le matériau. Il existe deux type de gravures.

La première est la gravure dite humide où celle-ci se fait par attaque chimique en plaçant de l'échantillon dans une solution. Elle est isotrope et sélective. Par exemple l'acide fluorhydrique attaque fortement la silice mais laisse le silicium intact.

Le deuxième type de gravure est celle dite sèche dans laquelle la gravure se fait en mettant en contact l'échantillon avec un plasma. Cette gravure est anisotrope. Nous nous intéresserons essentiellement à cette dernière car c'est avec elle que les échantillons de ce travail ont été réalisés.

#### ***a) Principes de la gravure sèche où gravure plasma.***

La gravure sèche désigne de façon générale les techniques de gravure utilisant un plasma ionique (RIE pour Reactive Ion Etching en anglais ou GIR pour Gravure Ionique Réactive en français). La gravure ionique réactive est une gravure chimique activée par bombardement ionique.

Dans cette méthode les échantillons à graver sont placés sur la cathode d'un condensateur plan polarisé sur lequel vient se superposer une oscillation haute fréquence (~13,6 MHz). On introduit alors, dans la chambre contenant le condensateur, un gaz d'espèces halogénées. Ce gaz va alors être ionisé. L'interaction chimique et mécanique entre le plasma ainsi généré et l'échantillon assure la gravure.

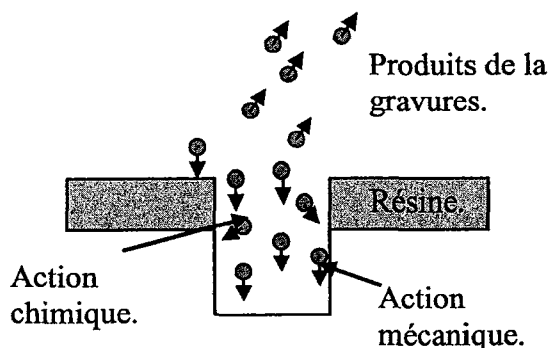
Cette méthode combine deux effets [95]. Le premier effet est chimique. Il correspond à la réactivité des ions du plasma avec l'espèce à graver. Cette action est isotrope comme pour la gravure par voie humide et se décompose de la façon suivante :

- a. production des espèces réactives du plasma
- b. diffusion de ces espèces sur la surface de l'échantillon
- c. réaction chimique entre les espèces réactives et l'échantillon
- d. désorption des produits

Le deuxième effet est d'ordre mécanique. Il est dû au bombardement de l'échantillon par les ions du plasma accélérés par le champ entre la cathode et l'anode du condensateur. Cette gravure est anisotrope mais beaucoup moins sélective que l'action chimique du plasma. Elle se décompose en quatre étapes :

- e. transfert d'énergie à la surface de l'échantillon due aux chocs des ions
- f. rupture des liaisons des espèces du substrat
- g. ionisation des espèces du substrat
- h. désorption des produits.

La figure 2-10 illustre ces phénomènes de la gravure ionique.



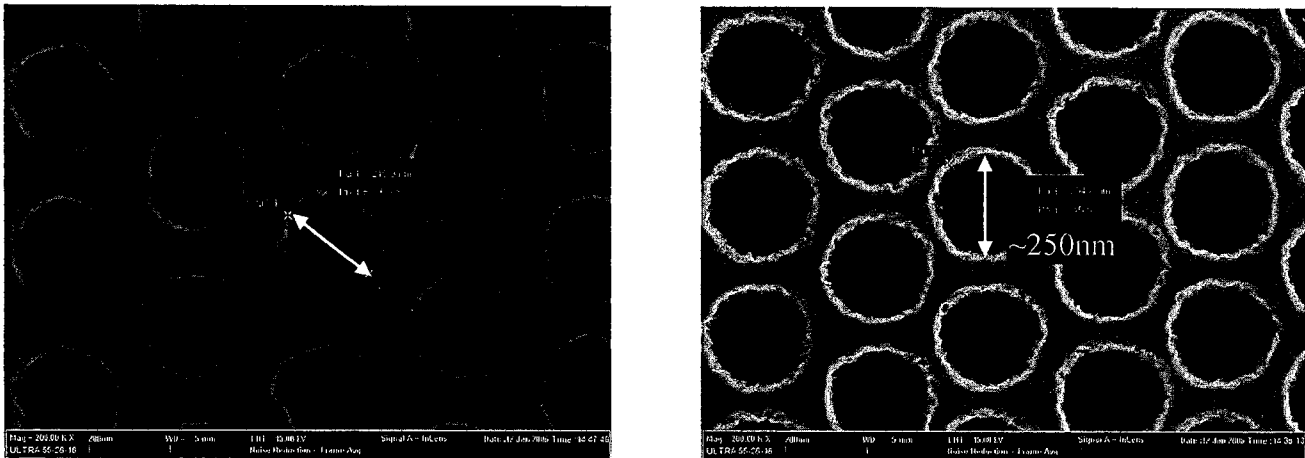
**Figure2-10 :Illustration schématique de la gravure ionique réactive.**

La gravure dans le réacteur est conditionnée par deux paramètres : la concentration des espèces réactives dans le plasma (ions et radicaux libres) et l'énergie des ions du plasma. La concentration des ions et des radicaux libres détermine le taux de réactions (chimiques et mécaniques) et par le taux d'isotropie de la gravure. L'énergie des ions fixe le degré d'anisotropie ainsi que l'activation du plasma.

Les actions chimiques et mécaniques sont contrôlées par les différents paramètres du plasma : puissance injectée, pression dans le réacteur et débit des gaz. Pour obtenir le meilleur respect du motif la gravure doit être anisotrope et les ions sont formés à basse pression afin de frapper le substrat en incidence normale. La gravure basse pression, où le libre parcours moyen des ions est grand devant la distance cathode-anode du condensateur, est plus directionnelle et les produits de gravure sont plus volatiles. On leur évite de se redéposer sur le substrat. Par contre la densité des ions est plus faible et le taux de gravure chute.

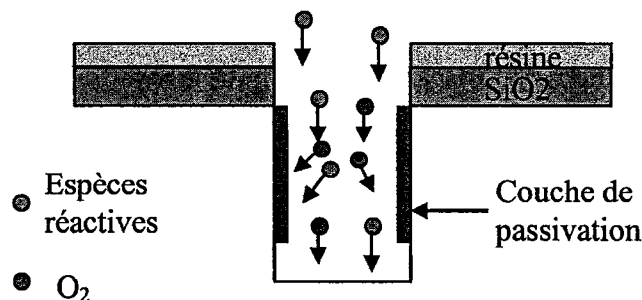
On peut augmenter ce taux de gravure en injectant plus de puissance dans le plasma ce qui rend les ions plus énergétiques. Mais les ions ayant une énergie trop forte risquent d'abimer les structures en rendant les flancs rugueux (image 2-11).





**Figure2-11 : Image MEB de deux échantillons gravés avec des puissances différentes. L'échantillon de gauche a été réalisé avec un puissance de 30 W et celui de droite avec 100 W. On observe sur l'image de droite que les bordures de trous sont plus rugueuses que celle de gauche.**

Pour les cristaux photoniques on désire obtenir des structures ayant les flancs les plus lisses et les plus droits car tout défaut de rugosité ou de planéité nuit aux propriétés photoniques des cristaux. Ils peuvent se comporter comme des sites diffusant ou des pièges, sites de recombinaisons non radiatives. Afin d'augmenter la qualité des surfaces lors de la gravure on passe par l'intermédiaire d'un masque dur en silice entre le silicium et la résine. Ce masque résiste mieux au bombardement que la résine et améliore la sélectivité lors de la gravure du silicium. Il ne nuit nullement aux cristaux photoniques. Il se retire facilement en trempant l'échantillon dans une solution d'acide fluorhydrique. On améliore aussi la qualité des flancs lors de l'étape de gravure du silicium en les passivant par introduction d'oxygène (figure 2-12).



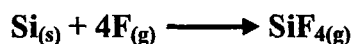
**Figure2-12 : Schéma de la passivation des flancs lors de la gravure de cristaux photoniques par RIE. L'oxydation des flancs par l'oxygène fait baisser la cinétique de la gravure chimique par les espèces réactives et la gravure par action mécanique devient majoritaire ce qui augmente l'anisotropie du procédé.**

La gravure d'un échantillon se déroule alors en deux étapes : gravure du masque dur de silice à travers le masque de résine puis gravure de la couche de silicium à travers le masque de silice.

Pour la gravure du masque le gaz employé est le  $\text{CHF}_3$  dont le radical agissant avec la silice est  $\text{CF}_3$ . La réaction chimique entre la silice et le  $\text{CF}_3$  est :



Pour la gravure du silicium les gaz sont  $\text{SF}_6$  et  $\text{O}_2$ . L'espèce réactive provient du  $\text{SF}_6$  et est le fluor F. La réaction chimique mise en jeu est (l'oxygène n'est là que pour passiver les flancs comme décrit ci dessus):



Il existe d'autres types de gravures ioniques que celle mentionnée ci dessus telles que celles utilisant des gaz chlorés ou bien des plasma d'un gaz non réactif [96] ou encore l'usinage ionique par faisceau d'ions focalisé (FIB) [97]. Une technique permettant d'obtenir une très bonne anisotropie sur de grande profondeur est la gravure ionique par plasmas couplés (ICP en anglais) [98].

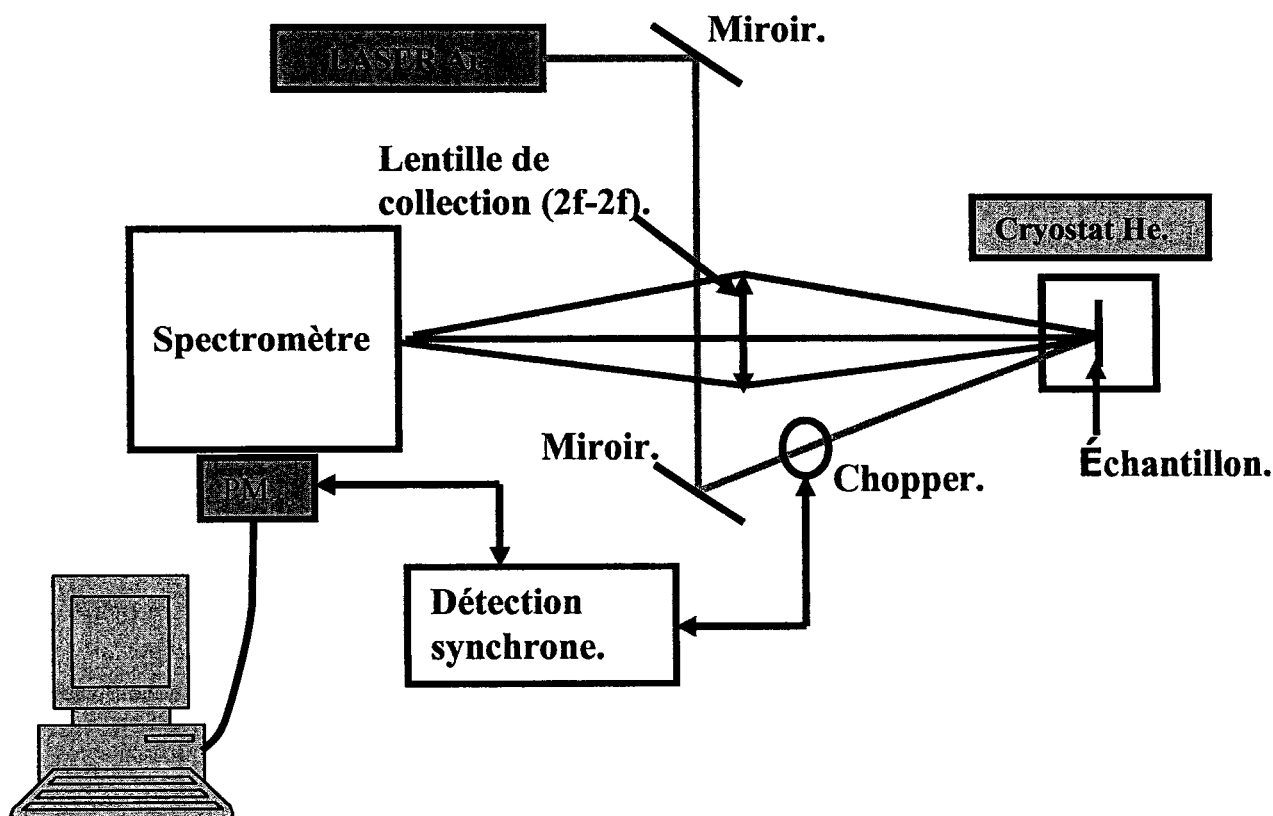
## II.2.Montage de caractérisation des cristaux photoniques.

Nous décrirons dans ce paragraphe deux montages expérimentaux de caractérisation optique des cristaux photoniques. Nous passerons en revue le banc de macro-photoluminescence et celui de micro-photoluminescence.

### II.2.a.Le banc optique de macro-photoluminescence.

Le premier montage de caractérisation optique des échantillons est un montage que l'on peut qualifier de macro-photoluminescence car la taille du spot d'excitation est de 200  $\mu\text{m}$  environ et la collection se fait de façon globale. Avec un tel banc de photoluminescence on sonde la réponse macroscopique des échantillons, ce qui est intéressant dans le cadre de la réalisation d'extracteurs de lumière. Le banc consiste en un faisceau laser continu à 351 nm provenant d'un laser Argon. Ce faisceau est focalisé par un jeu de lentilles sur la surface de l'échantillon. Le signal infrarouge émis par la structure est alors collecté par une lentille qui le focalise sur les fentes d'un monochromateur HR640 Jobin-Yvon. Ce monochromateur peut être utilisé avec deux réseaux fonctionnant dans la gamme du proche infrarouge. Un réseau à 600 traits/mm donnant une résolution de 50 Å pour des fentes d'entrées/sorties de 1mm et un autre à 1200 traits/mm donnant une résolution de 25 Å pour les mêmes conditions. Enfin le signal est détecté par un photomultiplicateur (PM) Hamamatsu en

InP/InGaAs sensible entre 300 et 1700 nm. Ce photomultiplicateur est refroidi à  $-80^{\circ}\text{C}$  par azote liquide afin de limiter les bruits thermiques. Un chopper mécanique module le signal afin de minimiser les bruits parasites. La figure 2-13 représente schématiquement le dispositif expérimental.



**Figure 2-13 :Schéma du montage expérimental pour caractériser optiquement des cristaux photoniques à modes lents implantés Er/O.**

On remarque que le faisceau excitateur n'arrive pas en incidence normale sur la surface de l'échantillon. Nous avons choisi une incidence légèrement en biais afin de ne pas être gêné par les réflexions du laser sur les diverses interfaces et notamment la surface de l'échantillon. Cette incidence ne pose pas de problèmes car le faisceau laser est uniquement là pour apporter l'énergie nécessaire à la création de paires électrons/trous qui donnent, en se désexcitant, le signal optique.

La détection synchrone, de type SR830, mesure les signaux ayant la fréquence du chopper mécanique et les intègre dans le temps afin de diminuer le bruit.

Les mesures peuvent être faites à la température de 4 K. Pour cela les échantillons sont placés dans un cryostat à hélium. Ce cryostat de marque Oxford a à sa base quatre fenêtres en silice pour l'excitation laser et la collection. Les échantillons sont montés sur une canne rotative.

### **II.2.b.Montage de caractérisation optique de micro-photoluminescence.**

Le montage suivant a été développé pour pouvoir caractériser finement la réponse optique des cristaux photoniques. Grâce à celui-ci nous pouvons exciter localement les structures et collecter localement leur réponse optique. Ceci s'avère essentiel pour certains dispositifs à base de cristaux photoniques comme les micro cavités. Pour ces dernières, qui consistent en l'introduction d'un défaut dans la périodicité du cristal, il faut pouvoir venir sonder juste la zone de la cavité.

#### **❖ Principe.**

L'élément central du montage est une tête de microscope sur laquelle vient se greffer toute l'optique de focalisation et de détection. Pour résoudre les problèmes de dispersion chromatiques dus à la large gamme de longueurs d'onde manipulées (ultra-violet pour la pompe, visible pour la visualisation et infra rouge pour le signal des structures photoniques) nous utilisons un objectif à miroir achromatique de type Cassegrain. De plus, grâce à celui-ci, la collection et l'excitation se trouvent dans le même plan que la visualisation ce qui facilite les réglages. Un des gros avantages de ce banc est le réglage indépendant de la collection, de l'excitation et de la visualisation. Un objectif Cassegrain X25 couplé à une CCD donne un grossissement de 250 sur un écran d'observation avec une très faible profondeur de champ. Ceci assure un positionnement précis de la structure à étudier. On peut aussi repositionner facilement le spot d'excitation ainsi que la zone de collection sans à chaque fois avoir à rerégler chaque élément du banc. Ceci est non négligeable quand on sait que les tailles de nos structures sont de quelques microns.

#### **❖ L'excitation.**

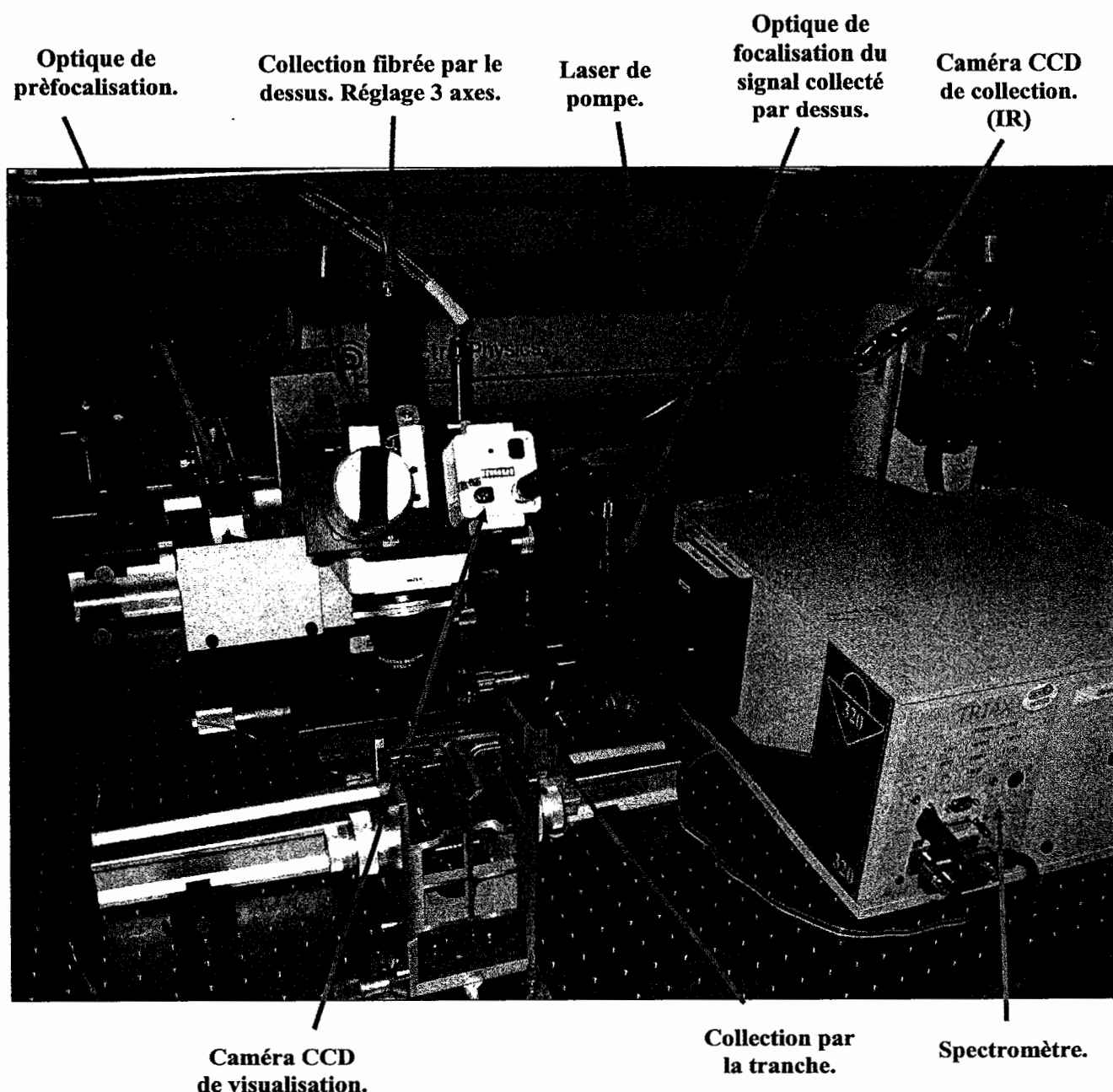
L'excitation de l'échantillon se fait par un laser Argon continu. Son fonctionnement en continu permet d'exciter les échantillons avec quelques dizaines de milliwatts. La qualité du faisceau laser permet (taille, longueur de cohérence, répartition d'énergie) une bonne focalisation. On obtient des tailles de faisceau focalisé de quelques microns. Comme pour le cas du banc de macro-photoluminescence, la longueur d'onde utilisée est la raie à 351nm de l'Argon. Cette longueur d'onde permet une excitation efficace de l'échantillon car le silicium l'absorbe fortement. De plus elle est facilement séparable du signal de l'échantillon (proche infrarouge). Pour ne pas être gêné par celle-ci et par la fluorescence des autres raies, des filtres UV sont insérés dans le montage.

Afin d'obtenir un faisceau focalisé au niveau des échantillons il faut pré-focaliser le faisceau. On obtient en plus un degré de liberté supplémentaire car en déplaçant la lentille de pré-focalisation on peut jouer sur la taille du spot laser. Avec l'objectif X25 on atteint une taille de faisceau focalisé variant de 2 à 20 $\mu$ m.

❖ La collection.

La collection par le dessus de l'échantillon se fait par l'intermédiaire de l'objectif Cassegrain achromatique. Le signal est focalisé sur une fibre optique reliée au spectromètre. Cette fibre se trouve à la deuxième sortie du prisme de renvoi du microscope et est montée dans une platine de translation X-Y. On peut de cette façon choisir la zone où l'on veut collecter le signal. (Ex : à la verticale d'une microcavité ou bien légèrement à côté). Le réglage de la fibre dans le plan image de l'échantillon par le Cassegrain se fait via un jeu de tube vissant. La sortie de la fibre est focalisée sur les fentes du spectromètre par un système de deux lentilles. Ce jeu de lentilles permet d'ajuster les ouvertures numériques de la fibre et du spectromètre afin d'augmenter le flux collecté.

La collection par la tranche se fait par un objectif infrarouge de type Mitutoyo qui image la face de l'échantillon sur une fente d'entrée du spectromètre.



**Figure 2-14 : Photo du banc de micro-photoluminescence.**

Le premier élément de la détection du signal est un monochromateur à réseau de focale 320mm (TRIAX 320 de Jobin Yvon). Ce spectromètre comporte deux entrées qui permettent d'utiliser indépendamment la collection par la tranche et celle par le dessus. Les fentes sont pilotées automatiquement et leur ouverture varie de 10 à 1000 $\mu$ m. Il y a aussi deux sorties qui rendent possible l'utilisation de deux détecteurs. Trois réseaux blasés pour l'infrarouge sont disponibles (75, 150 et 900 traits/mm). Avec le réseau 900 traits et des fentes fermées à 50 $\mu$ m on atteint une

résolution spectrale 0.3nm. Le changement de réseau, l'ouverture des fentes ainsi que les choix d'entrée et de sortie sont pilotés par ordinateur.

Le deuxième élément est une barrette CCD infrarouge InGaAS refroidie à -150°C par azote liquide. Ce détecteur se présente sous la forme d'une matrice ligne de 256 pixels larges de 50 $\mu$ m et hauts de 500 $\mu$ m. La caméra est montée sur la sortie imageur du spectromètre. Le plan focal image du monochromateur s'étale sur toute la largeur de la ligne de pixels. Le réglage de la focalisation sur la barrette ainsi que l'orientation de celle-ci sont délicats à cause de ses faibles dimensions. Une telle caméra permet l'acquisition de tous les points du spectre en une seule fois. On s'affranchit ainsi d'éventuelle fluctuation de la pompe et on peut intégrer le signal sur de longues durées pour réduire le bruit ambiant. Le rapport signal à bruit se trouve légèrement amélioré par rapport au même type de détecteur fonctionnant en points par points (mono élément InGaAs). La seule limitation de ce type de détecteur provient de la taille finie des pixels qui fixe un seuil limite de résolution.

## II.3.Conclusion.

Nous avons vu au cours de ce chapitre les techniques utilisées pour la réalisation de cristaux photoniques. A partir d'un substrat SOI nous définissons par lithographie optique ou électronique le motif du cristal photonique dans une résine photo ou électro-sensible. Ensuite, par gravure sèche ce motif est transféré par l'intermédiaire d'un masque dur dans la couche de silicium du SOI. Ces techniques dérivent toutes de la micro-électronique et rendent les cristaux photoniques très attrayants comme composants photoniques puisque leur fabrication est compatible avec toutes les spécificités des technologies CMOS.

Nous avons aussi détaillé les montages expérimentaux permettant la caractérisation optique des cristaux photoniques. Le montage de macro photoluminescence permet de sonder les cristaux photoniques sur des zones de quelques centaines de microns ce qui est intéressant pour le cas de mailles sans défaut. Le montage de micro photoluminescence est destiné, quant à lui, à mesurer la réponse locale (sur quelques microns) à une excitation locale (spot de quelques microns) des cristaux photoniques. Il s'avère particulièrement nécessaire pour la caractérisation de micro cavités.





## **Chapitre 3 : Photoluminescence de cristaux photoniques en silicium cristallin.**

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la photoluminescence de cristaux photoniques faits dans le film de silicium d'un SOI. Nous utilisons deux types d'émetteurs pour venir sonder les propriétés optiques de cristaux photoniques bidimensionnels : le silicium cristallin pour des composants à 1.1  $\mu\text{m}$  et l'erbium pour des dispositifs à 1.5  $\mu\text{m}$ . Dans un premier temps nous présentons l'émission optique du silicium cristallin puis du silicium cristallin implanté erbium. Ensuite nous détaillons comment le couplage des désexcitations radiatives des paires électrons/trous du silicium et des modes de cristaux photoniques peut améliorer les propriétés optiques d'un film de SOI. Enfin nous étudions le couplage entre des modes lents d'un cristal photonique et des émetteurs à base d'erbium pour le futur développement de sources à 1.5  $\mu\text{m}$ .

### **III.1.Silicium et émission de lumière.**

#### **III.1.a.Luminescence du silicium cristallin.**

L'émission de photons par le silicium est due aux paires électron/trou de la matière. En effet, c'est la recombinaison de ces porteurs qui permet l'émission de lumière par le silicium. Celui-ci est un mauvais émetteur de lumière à cause de sa structure de bande indirecte. Dans un semi-conducteur à gap direct un électron du bas de la bande de conduction peut se désexciter spontanément dans la bande de valence en émettant un photon à l'énergie du gap (cas (a) de la figure 3-1). Dans le cas d'un semi conducteur à gap indirect le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction ne sont pas alignés et la désexcitation radiative d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence s'accompagne de la création ou de l'absorption d'un phonon de quantité de mouvement opposée à celle de l'état initial de l'électron. En effet il faut qu'il y ait conservation de la quantité de mouvement (cas (b) de la figure 3-1). Un tel mécanisme à trois corps est assez inefficace pour l'émission de photons comparé au cas du gap direct puisqu'il nécessite l'intervention d'une troisième particule [99]. Ainsi la probabilité d'obtenir une désexcitation radiative est faible et en conséquence les rendements de luminescence aussi. Ils sont de l'ordre de 1 photon créé pour  $10^5$  recombinaisons de paires d'électron-trou dans le silicium cristallin.

En plus des ces faibles rendements d'émission, les mécanismes de recombinaisons non radiatifs sont importants et notamment à haute température. L'effet Auger devient alors prédominant et les recombinaisons résultent des chocs entre les porteurs libres et les paires électron/trou.

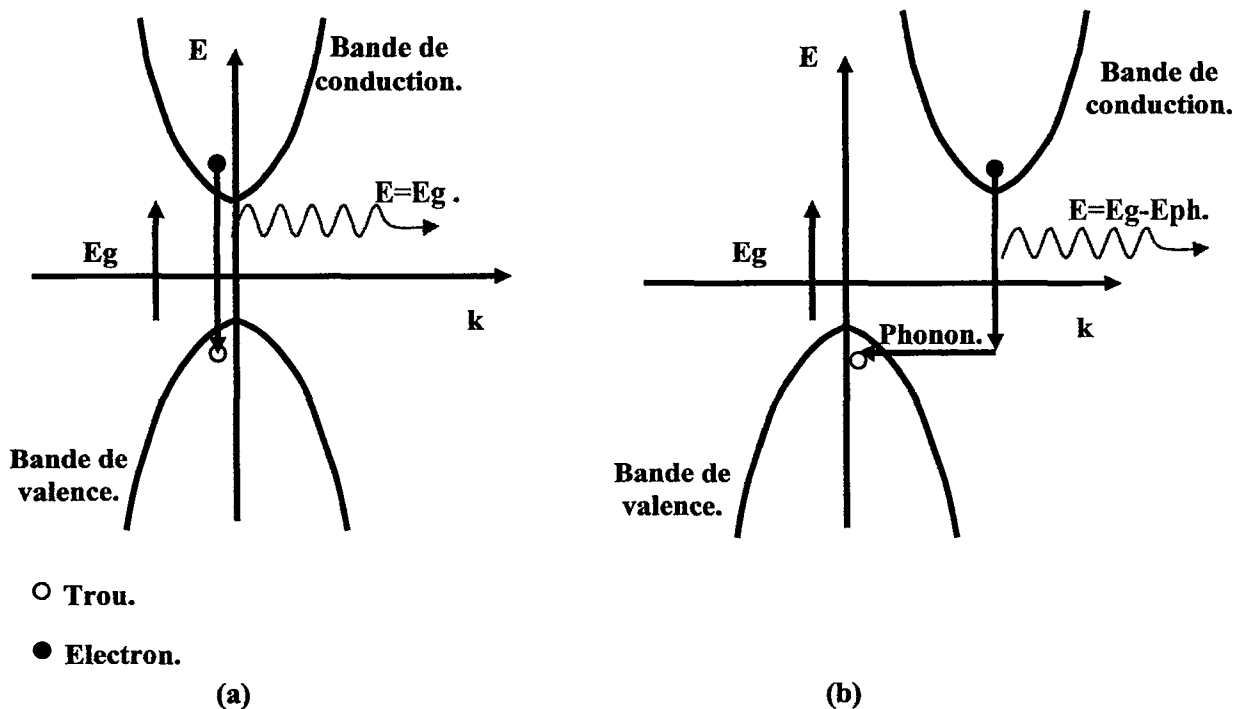
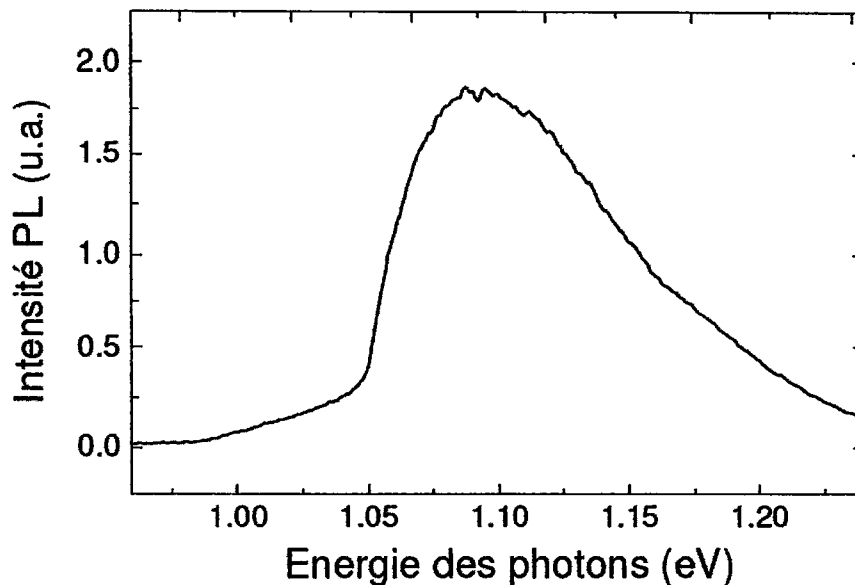


Figure 3-1 : Illustration des phénomènes de désexcitations radiatifs dans le cas de semi-conducteurs à gap direct (a) et à gap indirect (b).

De nombreuses pistes ont été suivies pour essayer de remédier à ce handicap car ce matériau est, et reste, la référence pour tout le domaine de la microélectronique, ce qui lui confère un statut privilégié pour la réalisation éventuelle de composants optoélectroniques. Certains ont essayé d'exploiter le phénomène de repliement de bandes dans des « super-mailles » de couches atomiques [100], ou bien de piéger les excitons via des impuretés [101] ou des nano structures comme dans le cas du silicium poreux [102].

La figure 3-2 montre la réponse de photoluminescence du silicium à température ambiante sous excitation UV. Le pompage optique crée des paires électron-trou d'énergie supérieure au gap du silicium. Ces excitons vont se thermaliser et former un gaz de porteurs. Les excitons de ce gaz vont alors se recombiner suivant le mécanisme décrit plus haut en émettant des photons. Le spectre a son maximum à 1.10 eV et correspond à l'énergie du gap du silicium. Il est d'allure asymétrique. La décroissance douce vers les hautes énergies est due remplissage des bandes par les excitons. La décroissance abrupte vers les basse énergies est la marque du gap du silicium à 300 K.

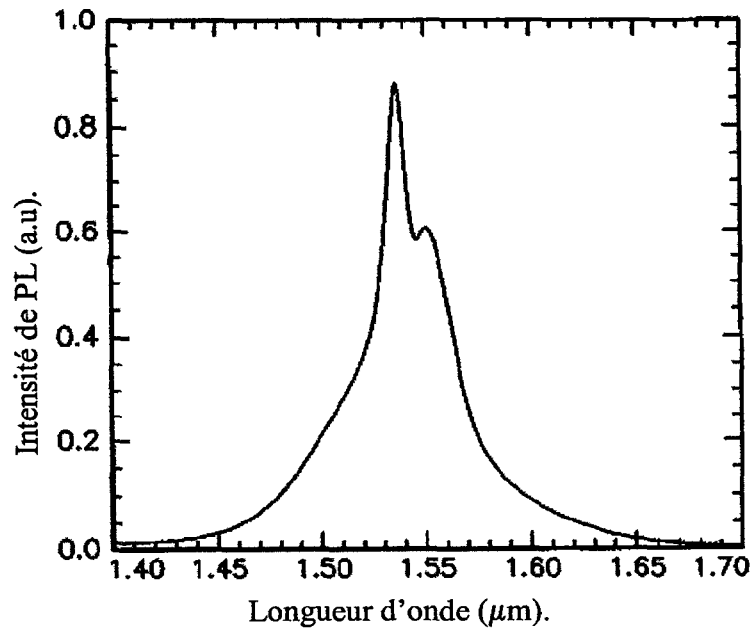


**Figure 3-2 : Spectre d'émission du silicium à température ambiante par pompage optique à 351nm.**

En plus de la faible efficacité radiative de silicium, vient s'ajouter celle de la géométrie guide d'onde du substrat SOI. A cause de celle-ci 91% de la lumière est guidé dans le plan, 7% est extraite dans l'air et 2% fuit dans le substrat. Nous allons voir que les cristaux photoniques permettent de diminuer cette répartition.

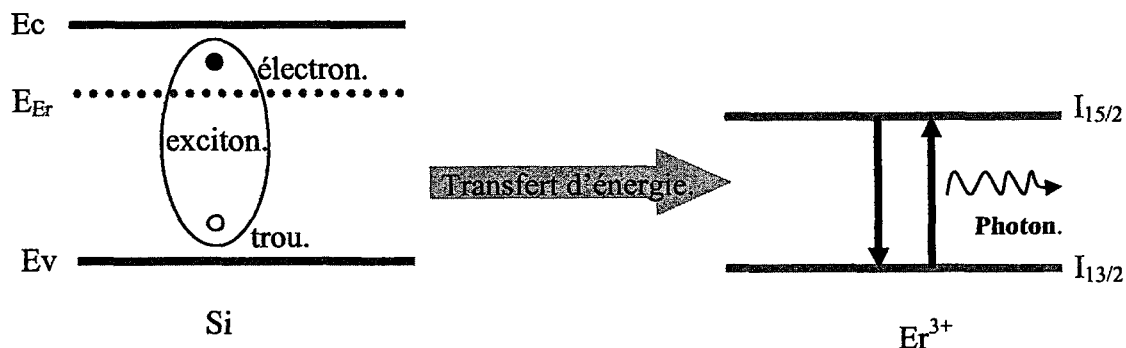
### **III.1.b.Silicium et erbium.**

L'erbium est une terre rare de la famille des lanthanides particulièrement intéressante d'un point de vue optique à cause de sa transition radiative à  $1.54 \mu\text{m}$ . Cette transition possède en outre la particularité d'être protégée des perturbations extérieures. Ainsi l'association d'erbium et de silicium est très prometteuse pour la mise au point de sources optiques à  $1.5 \mu\text{m}$  à base de silicium. La figure 3-3 présente le spectre de photoluminescence d'un film de silicium implanté erbium [103]. Ce spectre montre deux pics qui correspondent aux deux transitions Stark de désexcitation radiative.

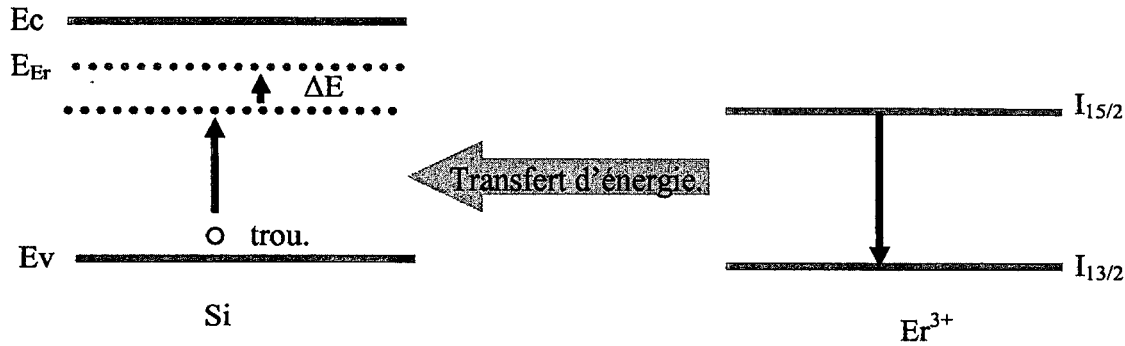


**Figure 3-3 : Spectre de photoluminescence d'un film de silicium implanté erbium.**

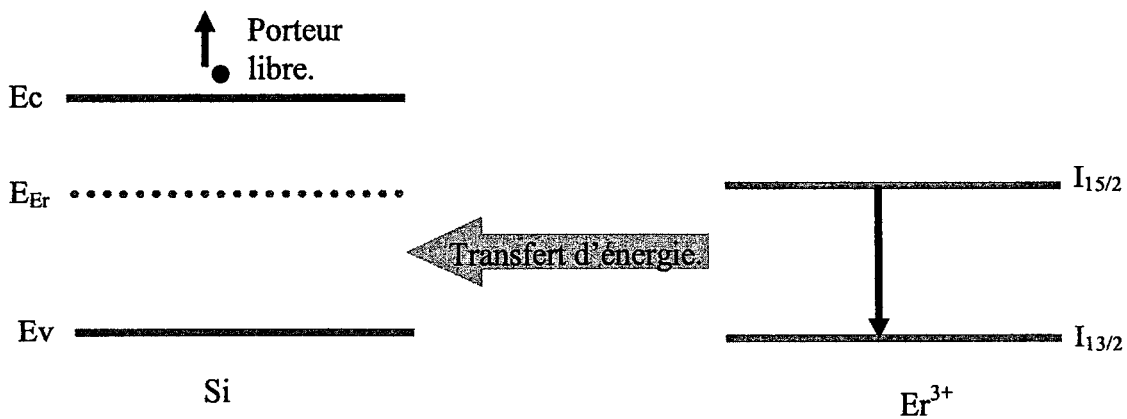
De nombreux matériaux à base d'erbium ont été étudiés tels que le silicium poreux enrichi avec de l'erbium [104], le silicium amorphe [105] ou encore le silicium massif. Les mécanismes d'excitation et de désexcitation de l'erbium dans diverses matrices et notamment dans les films minces sont bien connus [106]. L'excitation de l'erbium dans une matrice de silicium se fait indirectement via les excitons du silicium. Le faisceau optique exciteur crée des excitons qui vont transférer leur énergie aux atomes d'erbium. Ceux-ci vont alors se désexciter soit de façon radiative ou en transférant leur énergie de façon non radiative au matériau. Les schémas de la figure 3-4 illustrent ces mécanismes pour le cas d'erbium implanté dans un film de silicium.



**Processus d'excitation indirect de l'erbium implanté dans du silicium.**



**Processus de désexcitation inverse de l'erbium implanté dans du silicium.  $\Delta E$  est apporté par des phonons.**



**Processus de désexcitation Auger. L'énergie est transférée à des porteurs libres.**

**Figure 3-4 : Processus d'excitation et de désexcitation de l'erbium dans du silicium.**

Ces mécanismes font ressortir une principale difficulté pour les matériaux cristallins liée aux mécanismes de recombinaisons non radiatives qui limitent fortement l'émission à température ambiante. Pour surmonter cette difficulté la co-implantation de l'erbium avec d'autres éléments comme l'oxygène apparaît comme une bonne idée comme l'a montré Polman [ref 103]. La figure 3-5 montre l'évolution de l'intensité de photoluminescence en fonction de la température d'un film de silicium implanté uniquement erbium puis erbium/oxygène. Ces courbes présentent une très forte perte d'intensité de luminescence à température ambiante. On note que la co-implantation oxygène permet de diminuer ce phénomène de « quenching » en température.

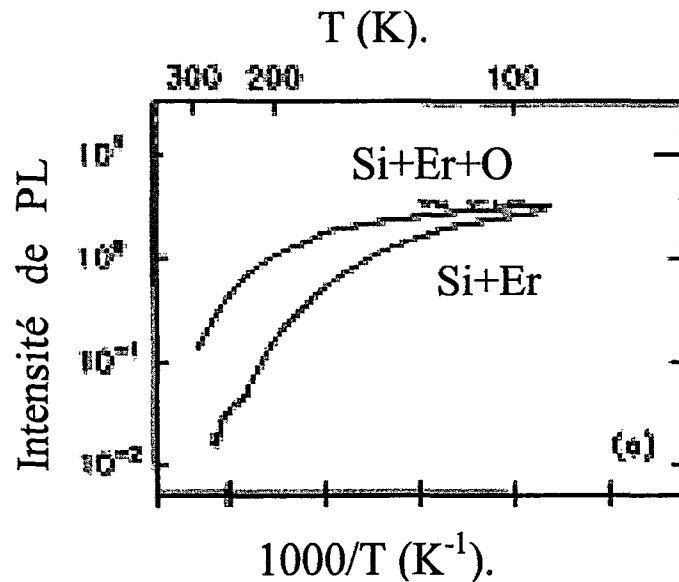


Figure 3-5 : Évolution de l'intensité de photoluminescence en fonction de la température d'un film de silicium implanté erbium seulement puis erbium/oxygène. [d'après 103]

## III.2.Cristaux photoniques en silicium cristallin pour composants à 1.1 $\mu\text{m}$ .

Nous nous sommes intéressés dans cette partie aux propriétés optiques de cristaux photoniques bidimensionnels conçus pour la longueur d'onde d'émission du silicium (1.1  $\mu\text{m}$ ). À travers plusieurs géométries de cristal nous étudions le couplage entre les désexcitations radiatives des excitons du silicium et les modes optiques du cristal photonique.

Dans un premier temps nous considérons des cristaux formés par un réseau de trous. Nous observons les possibilités d'émission à température ambiante avec le banc de micro-photoluminescence. Dans une deuxième partie nous verrons comment le mode de Bloch d'un réseau de damiers de silicium peut fortement améliorer l'émission verticale d'un film de silicium à température ambiante. Sauf mention contraire toutes les mesures sont faites à température ambiante et suivant la direction verticale.

### III.2.a.Cas du réseau de trous dans la couche de silicium d'un SOI.

Nous nous sommes focalisés dans cette étude au couplage à des modes de micro cavités à cristal photonique puis à celui au mode résultant de l'association entre un mode de Bloch lent et un mode de cavité. Plus particulièrement nous nous sommes attachés aux conséquences d'un tel couplage sur l'extraction de photoluminescence.

Les micro cavités photoniques considérés sont de types H1, L1 et H5 à modes lents. Celles-ci sont faites dans un SOI de 400 nm de silicium. Elles sont conçues à partir de calculs de diagrammes de bandes, par la méthode des ondes planes dans le cadre de l'approximation de l'indice effectif, d'une maille triangulaire de trous d'air. En fait, dans tous les cas de micro cavités à cristaux photoniques cette maille (non nécessairement triangulaire) sert à définir la bande interdite qui va assurer le confinement des photons. La fabrication s'est faite avec les moyens technologiques de la salle blanche PROMES du DRFMC. L'émetteur est le silicium cristallin du SOI dans lequel a été gravé le cristal.

*a) Cavité H1 sur SOI.*

Nous avons d'abord pris une cavité H1 pour étudier le cas d'une structure ayant un faible volume et par conséquent peu de modes résonnants. Dans une telle structure l'interaction onde/matière entre les modes optiques et le silicium est importante, ce qui devrait améliorer l'intensité de luminescence extraite.

Les cavités H1 sont obtenues à partir d'une maille triangulaire présentant une bande interdite photonique à la longueur d'onde de l'émetteur dans laquelle on a omis de graver un trou (figure 3-6). Les photons se trouvent alors confinés dans ce défaut ponctuel de la maille. Le cristal photonique déterminant la bande interdite a une période de 350 nm et les trous un rayon de 140 nm. Ces données ont été mesurées à partir d'images MEB des échantillons.

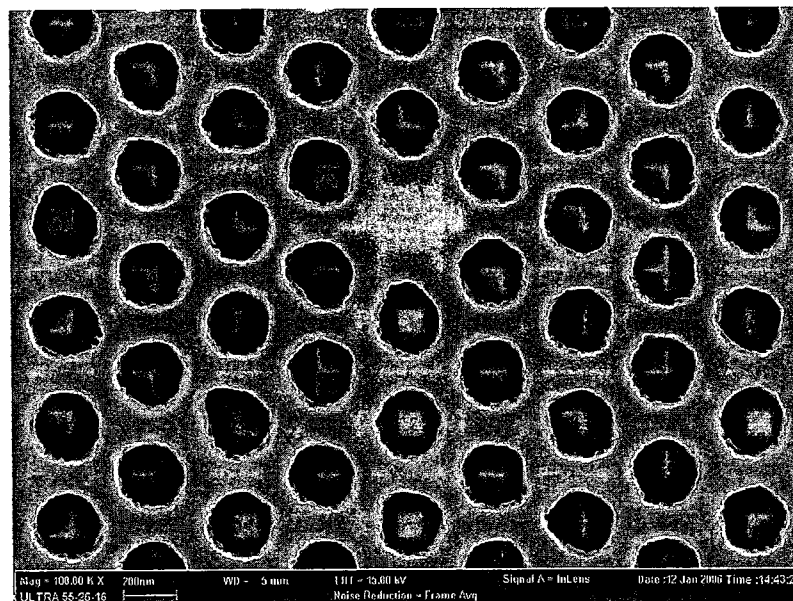
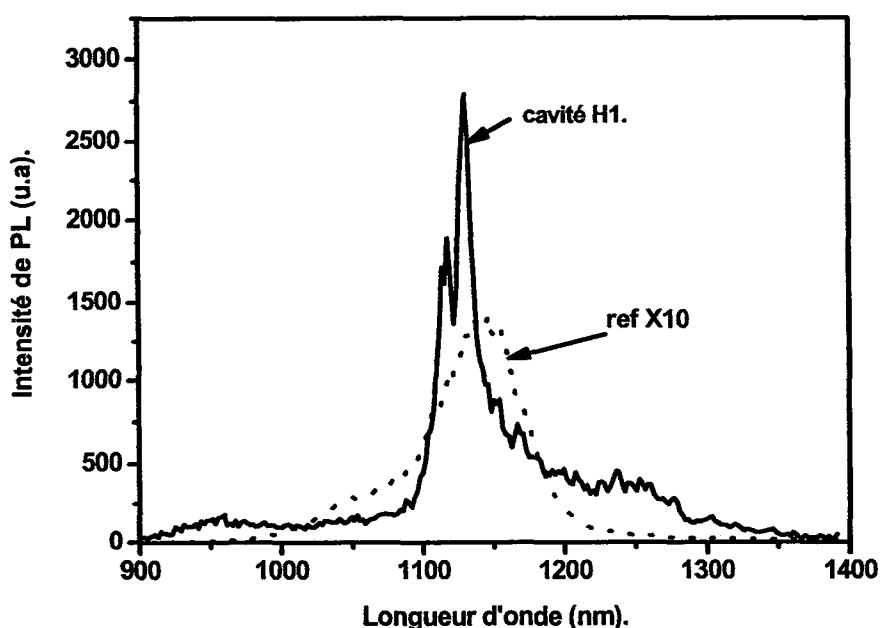


Figure 3-6 : Image MEB d'une cavité H1.

La figure 3-7 ci-après montre les spectres obtenus suivant la direction verticale de la cavité et du simple SOI. On observe une forte différence spectrale entre les deux signaux de photoluminescence enregistrés. Le spectre de la cavité H1 est décalé vers les basses longueurs d'onde par rapport à celui de la référence et présente deux pics que l'on ne retrouve pas dans la référence. Ces deux pics sont séparés de 12 nm. Ceux-ci sont la conséquence des défauts de fabrication (circularité des trous et période comme on peut le voir sur la figure 3-6). Les modes confinés n'étant pas les mêmes suivant les directions de symétrie du cristal, il y a une levée de dégénérescence des modes.

Le facteur de qualité ( $\lambda/\Delta\lambda$ ) des deux modes est de l'ordre de 100. Cette valeur est obtenue par ajustement à deux lorentziennes du spectre.



**Figure 3-7 : Comparaison entre les spectres à température ambiante de la cavité H1 et du silicium du SOI mesurés dans la direction normale à la surface de l'échantillon.**

On remarque aussi que le spectre de la cavité à cristal photonique est bien plus intense que celui du simple film de silicium. Le rapport entre le maximum du signal de la cavité et celui de la référence est de l'ordre de 20. Si l'on prend en compte le fait que la cavité limite la surface d'excitation, celle-ci fait environ  $2.5 \mu\text{m}^2$  et le spot laser  $5 \mu\text{m}^2$ , alors que pour la référence toute l'énergie du faisceau excitateur est absorbée, on peut estimer que l'augmentation de la photoluminescence est de l'ordre de 40. (Remarque : comme taille de cavité nous avons pris une aire légèrement supérieure à celle d'un trou).



La figure 3-8 ci-dessous montre le diagramme de bande du cristal et le spectre de l'échantillon. Ce diagramme de bande est calculé par la méthode des ondes planes avec l'approximation de l'indice effectif (3.2 à 1.15  $\mu\text{m}$  pour 400 nm de silicium en TE). Il correspond à la structure de bande en polarisation TE. Il n'y a pas de bande interdite photonique en polarisation TM.

L'émission de la cavité H1 se situe dans la bande interdite photonique du cristal. Par conséquent les photons émis par le silicium à 1.15  $\mu\text{m}$  se trouvent confinés à l'intérieur du défaut ponctuel de la cavité et se couplent aux modes de celle-ci. La structure à cristal photonique H1 est bien une cavité fonctionnant autour de 1.15  $\mu\text{m}$  grâce à la propriété de bande interdite des cristaux photoniques. Ceci renforce l'interaction onde/matière entre les ondes électromagnétique et le silicium, limite les fuites latérales et améliore l'extraction verticale de lumière.

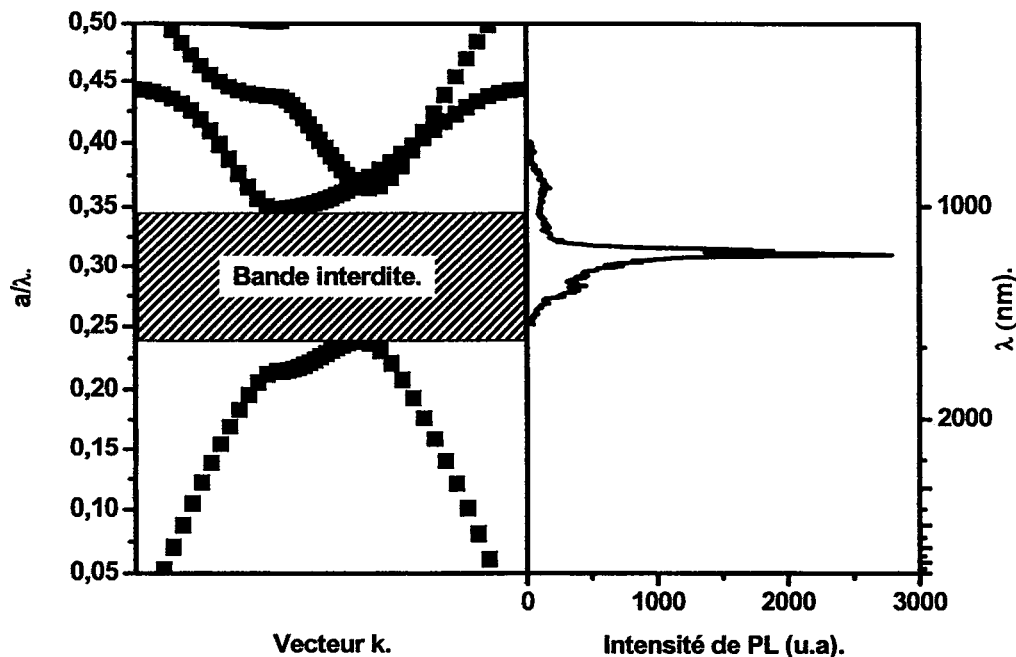


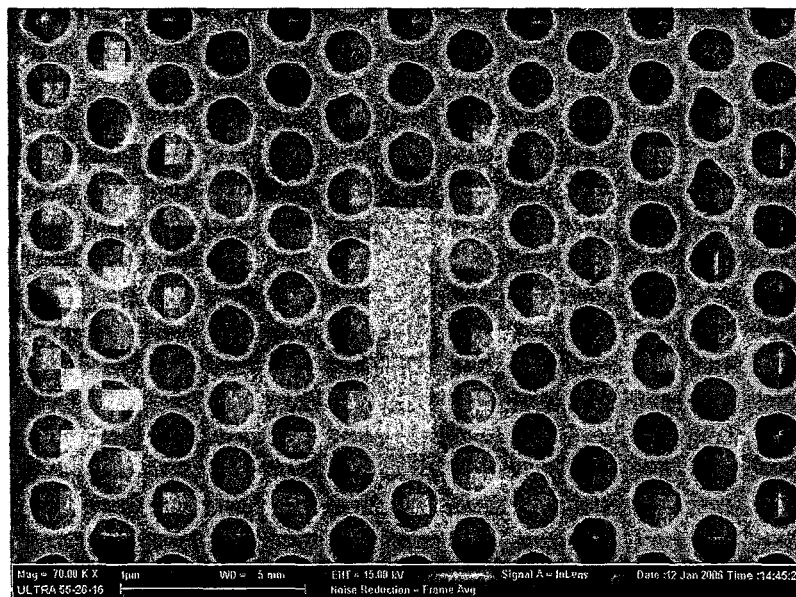
Figure 3-8 : Comparaison entre le spectre, d'une cavité H1 dans du SOI (période : 350 nm-rayon des trous : 140 nm) et le diagramme de bande du cristal définissant la cavité. Le spectre est à droite et le diagramme à gauche. Le calcul de la structure de bande a été fait par la méthode des ondes planes en 2D avec l'approximation de l'indice effectif.

Remarque : Une des limitations des cavités H1 est leur faible volume actif. Celles-ci contiennent peu d'émetteurs. Une solution consiste à changer de géométrie en considérant le cas de cavité L1 par exemple.

***b) Cavité L1 sur SOI.***

Les cavités L1 sont fabriquées à partir d'une maille triangulaire. Ici le défaut de maillage est la non gravure d'une ligne s'étendant sur plusieurs périodes en longueur (figure 3-9). On peut étendre ce défaut sur deux, trois ...lignes en largeur et on obtient alors des cavités L2, L3 .... Ces cavités présentent un volume actif plus important que dans le cas des cavités H1 ce qui est intéressant du point de vue de l'intensité de photoluminescence. Elles soutiennent aussi peu de modes optiques à cause de leur petite extension latérale. Cette faible largeur empêche les modes optiques résonnants de s'étaler latéralement et limite leur nombre. Ces cavités apparaissent comme des structures avec peu de modes pour un volume actif important.

La maille de base du cristal est la même que pour le cas des cavités H1. Nous avons conservé ces paramètres car ils donnent une large bande interdite autour de  $1.1 \mu\text{m}$ . La figure 3-9 suivante nous montre une image MEB d'une telle cavité L1.



**Figure 3-9: Image MEB d'une cavité L1.**

Le graphique de la figure 3-10 compare les spectres de la cavité L1 ainsi que celui du simple film de SOI.

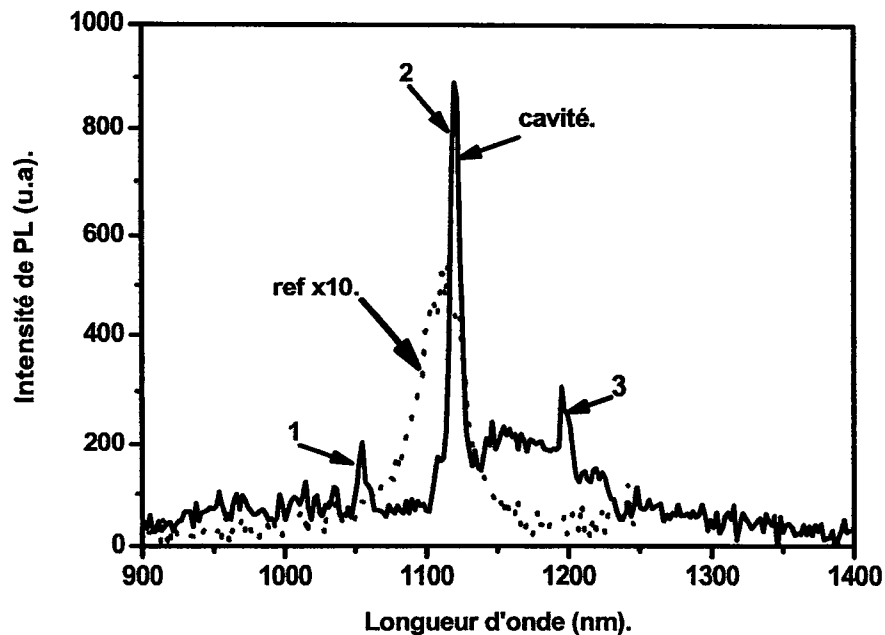


Figure 3-10 : Comparaison entre les spectres à température ambiante de la cavité L1 et du silicium du SOI.

Le spectre de la cavité comporte trois pics. Un pic intense à 1120 nm (2) est entouré par deux pics à 1050 nm (1) et 1195 nm (3). Ces pics ne se retrouvent pas dans le spectre du simple SOI. Le pic central est le plus fin des trois et coïncide avec le maximum du signal du simple SOI. Son facteur de qualité est de 200 et est deux fois plus grand que celui de la cavité H1. Par contre l'augmentation de l'intensité extraite est légèrement plus faible que pour la cavité H1. Cette amélioration est de l'ordre de 15 ici alors qu'elle est de 20 plus haut. Cet écart peut-être causé par une mauvaise adaptation spatiale de l'excitation à la cavité. En effet dans le cas de la cavité H1 la forme ronde du spot d'excitation est bien assortie à la géométrie circulaire de la cavité. Toute la zone active est excitée et il y a un bon recouvrement entre la zone où sont les excitons et les modes optiques de la cavité. Dans le cas de la cavité L1, la forme ronde du spot n'est pas adéquate pour exciter une géométrie linéique. Il y a un mauvais recouvrement entre les modes optiques et la zone de matériau excité.

Nous avons calculé l'intervalle spectral libre (ISL) [107] pour essayer d'identifier ces modes. L'ISL des modes résonnants dans la largeur est de l'ordre de 400 nm et celui des modes résonnants dans la longueur de 80 nm (figure 3-11). La distance entre les pics observés vaut en moyenne 70 nm. Les modes enregistrés apparaissent comme des modes résonnants dans la longueur de la cavité.( Remarque: Il est difficile d'estimer sur quelle distance le champ pénètre dans le miroir ce qui peu expliquer l'écart entre la valeur calculée et celle mesurée.)

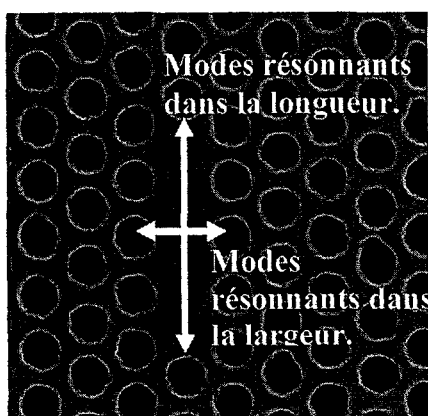


Figure 3-11 : Schéma des modes résonnants de la cavité L1.

La bosse vers les hautes longueurs d'onde du spectre de la cavité peut-être causée par de la luminescence de défauts électroniques (sous le gap du silicium) introduits lors de l'étape de gravure. Cette étape crée des états pièges sur le flanc des trous. Comme le montre la figure 3-12 suivante, une légère oxydation thermique par un recuit sous oxygène de l'échantillon permet de diminuer cette luminescence. Cette oxydation a pour effet de « lisser » les surfaces, et notamment celle des trous, en transformant le silicium en silice. Le recuit est de 900°C sous 1 mbar de O<sub>2</sub> pendant 20 min.

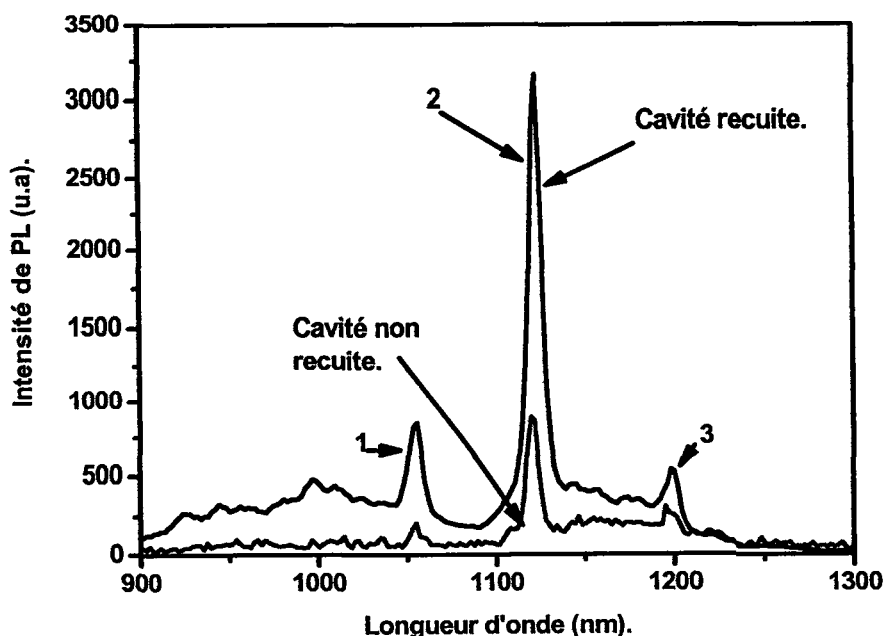


Figure 3-12 : Comparaison entre les spectres à température ambiante de la cavité L1 avant et après recuit pendant 20 min à 900°C sous 1mbar.d'O<sub>2</sub>.

On remarque que ce recuit améliore nettement le signal de photoluminescence. On observe en effet une augmentation de l'intensité extraite par la cavité recuite par rapport à celle de la cavité non recuite. Cependant, malgré la passivation des flancs des trous lors de cette étape de recuit, il reste des défauts pièges. On note que la bosse entre les pics 2 et 3 est toujours présente ainsi qu'une bosse vers

les basses longueurs d'onde, signes de défauts électroniques. Toutefois, l'augmentation globale du signal de photoluminescence des modes optiques est plus importante. Après la phase de recuit nous enregistrons une augmentation de l'intensité de luminescence d'un facteur  $3 \times 15 = 45$ . Un recuit de correction des défauts pièges permet d'augmenter de façon significative l'extraction lumineuse.

Les résultats des cavités H1 et L1 montrent que le confinement par bande interdite permet une augmentation de l'extraction lumineuse. Toujours dans l'optique d'extraire le plus de signal nous avons alors conjugué les deux propriétés du diagramme de bande des cristaux photoniques : la bande interdite et la courbure de bande. Nous avons eu l'idée de faire résonner un mode lent dans une micro-cavité.

*c) Cavités H5 à modes lents.*

L'idée consiste à coupler ensemble le mode d'une cavité H5 avec le mode lent d'un cristal photonique. Pour cela nous avons gravé la zone vierge d'une cavité H5 avec une structure de cristal photonique ayant un mode lent dans le gap du miroir de la cavité. La figure 3-13 schématise cette structure.

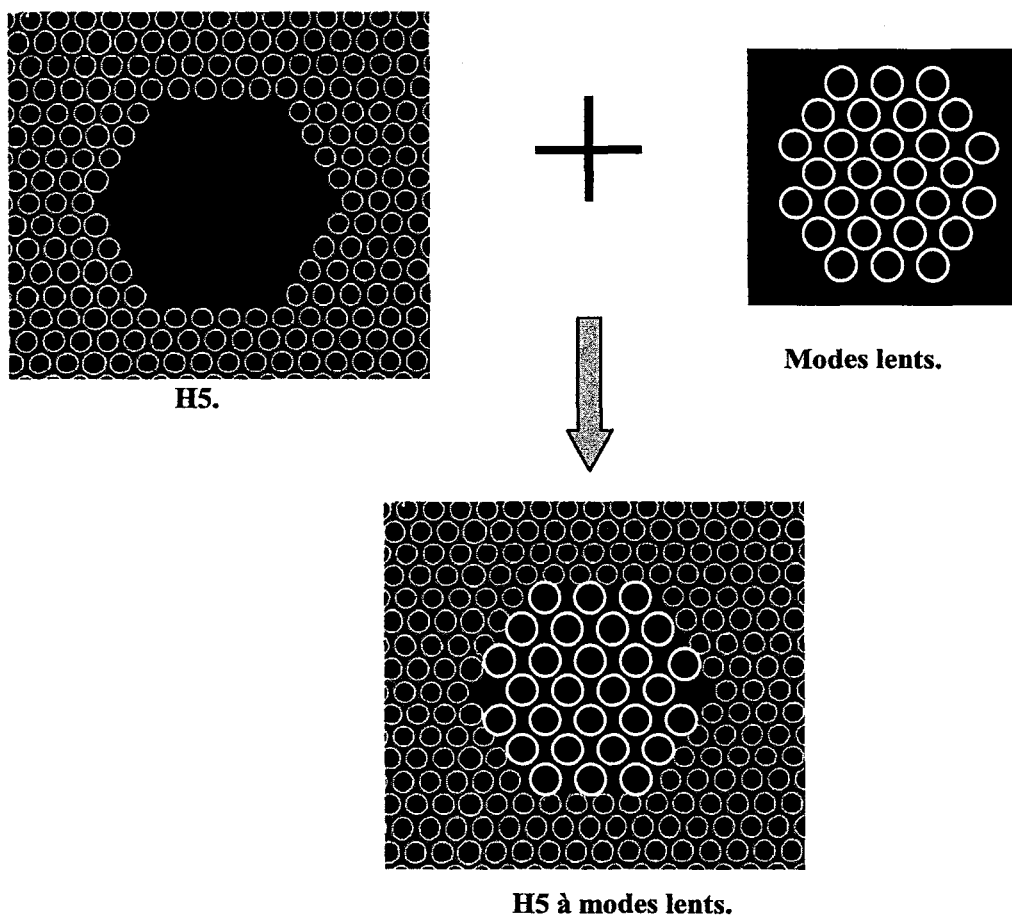
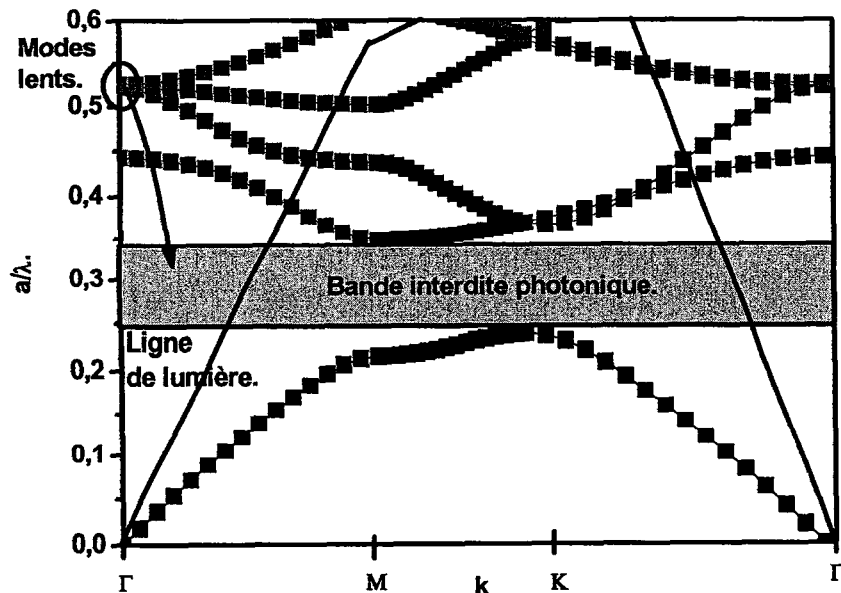


Figure 3-13 : Schéma d'une cavité H5 à modes lents.

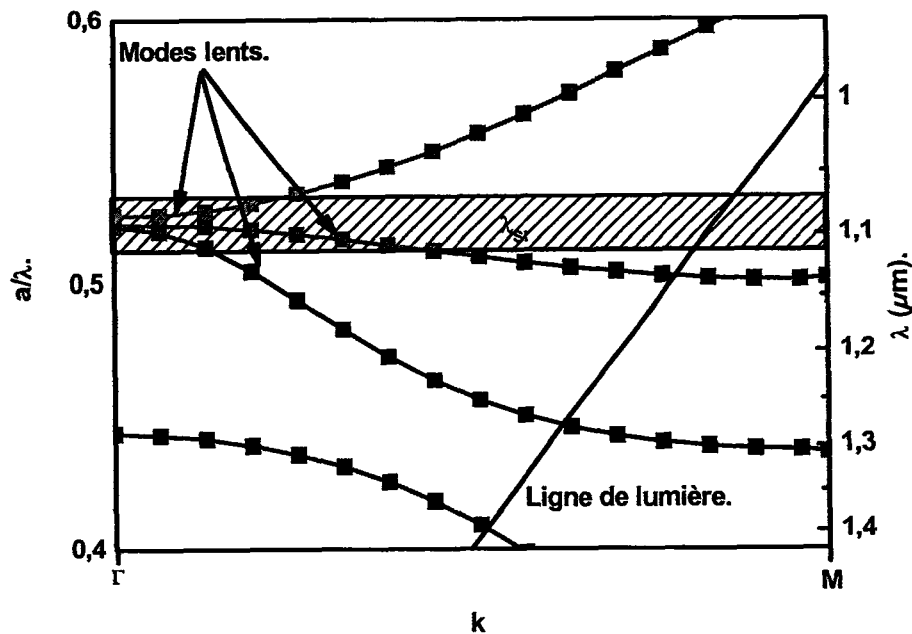
Pour obtenir les paramètres de la bande interdite et du cristal à modes lents, il suffit, à cause de la loi d'échelle (seul le rapport  $a/\lambda$  importe) de ne considérer qu'un seul diagramme de bande présentant une large bande interdite photonique ainsi que des modes lents au point de haute symétrie  $\Gamma$  pour une valeur de  $r/a$  fixée. Une fois que l'on a un tel diagramme, il ne reste plus qu'à jouer sur les périodes pour que ces modes lents et la bande interdite coïncident. Par exemple, si la bande interdite correspond à un rapport  $a/\lambda$  de 0.3 et un mode lent en  $\Gamma$  de 0.5, sachant que la valeur de  $\lambda$  est  $1.1\mu\text{m}$  on prendra  $a=1.1\times 0.3$  pour la bande interdite et  $a=1.1\times 0.5$  pour les modes lents. Comme le rapport  $r/a$  est préalablement fixé on obtient les valeurs des rayons des trous.

La figure 3-14 montre le diagramme de bande d'un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium pour un rapport  $r/a$  de 0.4. La polarisation est TE et le calcul a été mené par la méthode des ondes planes avec l'approximation de l'indice effectif ( $n_{\text{Si}}=3.2$  à  $1.1\mu\text{m}$  pour  $400\text{ nm}$  de Si). À partir de ces données, nous avons choisi pour la bande interdite une période de  $350\text{ nm}$  et des trous de rayon  $140\text{ nm}$ . Pour les paramètres des modes à faible vitesse de groupe nous avons pris une période de  $570\text{ nm}$ . Avec un tel paramètre de maille et pour un rapport  $r/a$  de 0.4, les bandes des modes lents entourés dans le diagramme de la figure 3-14 (a) coïncident avec la bande d'émission du silicium et par conséquent avec la bande interdite photonique du cristal de la cavité. On observe au point choisi trois modes lents très proches spectralement.



(a)

L'objectif est de placer les modes lents dans le « gap » (flèche).



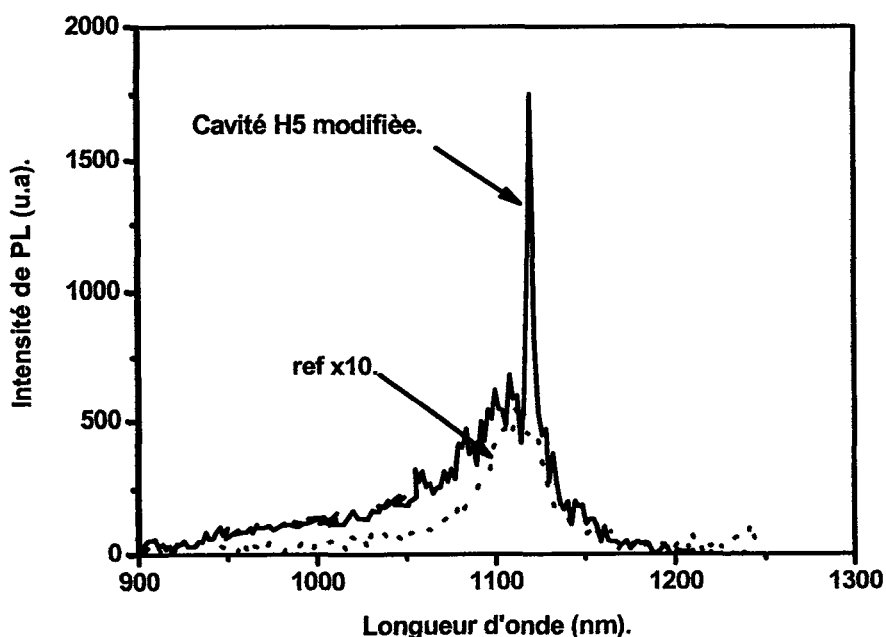
(b)

Figure 3-14 : Diagramme de bande de la cavité H5 à modes lents obtenu par la méthode des ondes planes et l'approximation de l'indice effectif ( $n_{Si} = 3.2$  à  $1.1 \mu m$  pour  $400 \text{ nm}$  de Si en TE). Le rapport  $r/a$  vaut  $0.4$ .

-(a) diagramme montrant la bande interdite et les modes lents.

-(b) zoom de la zone des modes lents pour une période de  $570 \text{ nm}$ .

La figure 3-15 montre les spectres de la cavité H5 à modes lents et celui de la référence.



**Figure 3-15 : Comparaison entre les spectres de la cavité H5 à modes lents et celui de la couche de silicium du SOI.**

**Les paramètres de la structure H5 à modes lents sont :**

**Pour la bande interdite :  $a = 350$  nm et  $r = 140$  nm.**

**Pour les modes lents :  $a = 570$  nm et  $r = 230$  nm.**

On observe sur ce graphique un pic intense à 1120 nm et des contributions plus faibles vers les basses longueurs d'ondes. Il n'y a pas plusieurs pics comme dans le cas de cavités H5 seules [108]. On note aussi une large augmentation du signal de photoluminescence de la cavité modifiée par rapport à la référence. On mesure un facteur 30 de différence entre les deux signaux. Or la zone du cristal excité comporte moins de matière active que celle de la référence. Si on prend en compte ce facteur de remplissage en air de la structure ( $\frac{\pi r^2}{\cos(30)a^2} = 2.5$ ), on obtient une augmentation de l'intensité de photoluminescence collectée d'un facteur 75. Ce facteur résulte d'une augmentation de l'extraction mais aussi de la collection comme nous le constaterons avec le cas des damiers de silicium.

Pour avoir une idée plus précise de l'allure du spectre de la cavité H5 à modes lents, nous avons effectué une mesure haute résolution (3 Å). La figure 3-16 présente ce spectre.



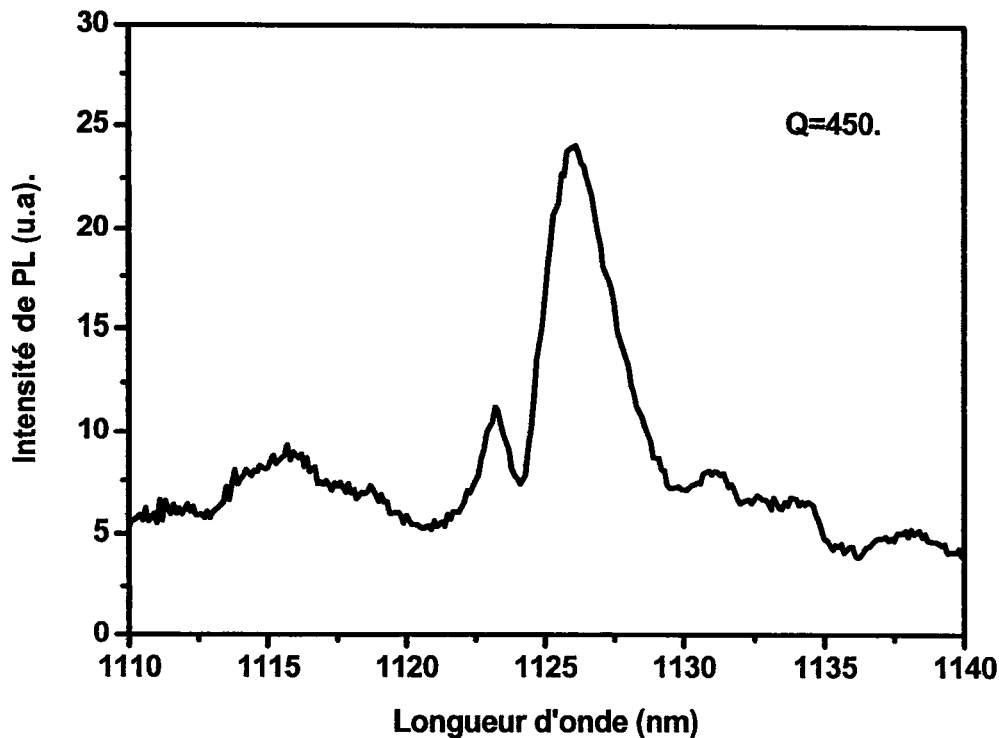


Figure 3-16 : Spectre haute résolution (3Å) de la cavité H5 à modes lents.

Lorsque l'on regarde ce spectre on voit deux pics. On en observe un intense qui est celui mesuré précédemment et un plus faible vers les basses longueurs. Le pic le plus intense a un facteur de qualité  $Q = \lambda/\Delta\lambda$  de 450 (largeur à mi-hauteur). Ce paramètre est important car il nous renseigne sur le temps de vie des photons dans le cristal photonique et par suite sur la qualité des désexcitations radiatives des paires électrons/trous dans un mode optique préférentiel. Plus le temps de vie est long (grand facteur de qualité) plus ce couplage est important. Si on compare cette mesure avec les facteurs de qualité de la cavité H1 (100) ou de la cavité L1 (200), le facteur Q a été multiplié par 2 au minimum. Le temps de vie des photons a donc doublé.

Il est difficile de confirmer que le mode observé est un mode de Bloch lent résonnant dans la cavité H5. Des études complémentaires, notamment une mesure du diagramme de rayonnement angulaire, mériteraient d'être menées afin d'affirmer si ce mode optique est effectivement un mode lent. Néanmoins, le spectre mesuré montre que cette structure permet d'obtenir un composant monomode ayant un volume actif plus important qu'une cavité H1. De plus nous constatons, qu'à technologie constante, le facteur de résonance de ce mode est meilleurs que pour le cas de cavité H1 et L1.

### III.2.c.Photoluminescence d'un cristal photonique de damiers de silicium.

Après nous être intéressés à des cristaux photoniques constitués par un réseau de trous, nous avons étudié les cristaux que l'on peut qualifier de complémentaires : une matrice de damiers de silicium. Une différence entre les deux géométries résulte du confinement électronique rendu possible par les plots carrés du damier. Ce travail prolonge les études des thèses de Nicolas Pauc [109] et de Benoît Cluzel [110]. Les échantillons caractérisés proviennent d'une collaboration avec le laboratoire Centre de Recherche en Nanofabrication et Nanocaractérisation de l'université de Sherbrook au Québec.

#### a) Les damiers de silicium.

Suivant la façon dont on organise un réseau de plots de silicium il est possible de mettre au point un cristal photonique. L'intérêt de ce genre de structure est de conjuguer la localisation des porteurs dans les plots de silicium et une redistribution spectrale des modes optiques.

Une matrice de damiers présente la caractéristique d'être un cristal photonique de maille carrée. Il y a en effet dans de telles structures une modulation périodique de la constante diélectrique (silicium 3.5 et air 1). Ces dispositifs possèdent en conséquence une structure de bande que l'on peut mettre à profit pour améliorer l'émission optique d'un SOI. Nous avons choisi ici d'organiser cette matrice pour avoir un mode de Bloch lent à la longueur d'onde d'émission du silicium. La figure 3-17 suivante nous montre une image MEB ainsi qu'un schéma en coupe de ces composants. Les damiers font 200nm de haut et sont ré-oxydés pour passiver les flancs des trous. La couche de silice est légèrement surgravée pour isoler les damiers les uns des autres. La hauteur moyenne de silicium est de 190nm.

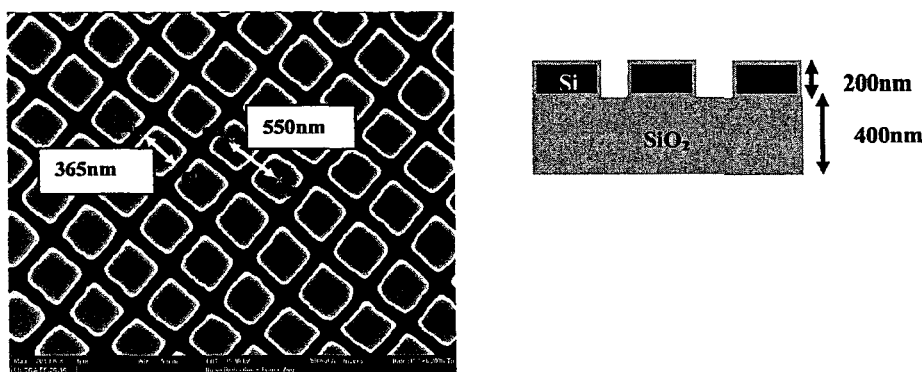
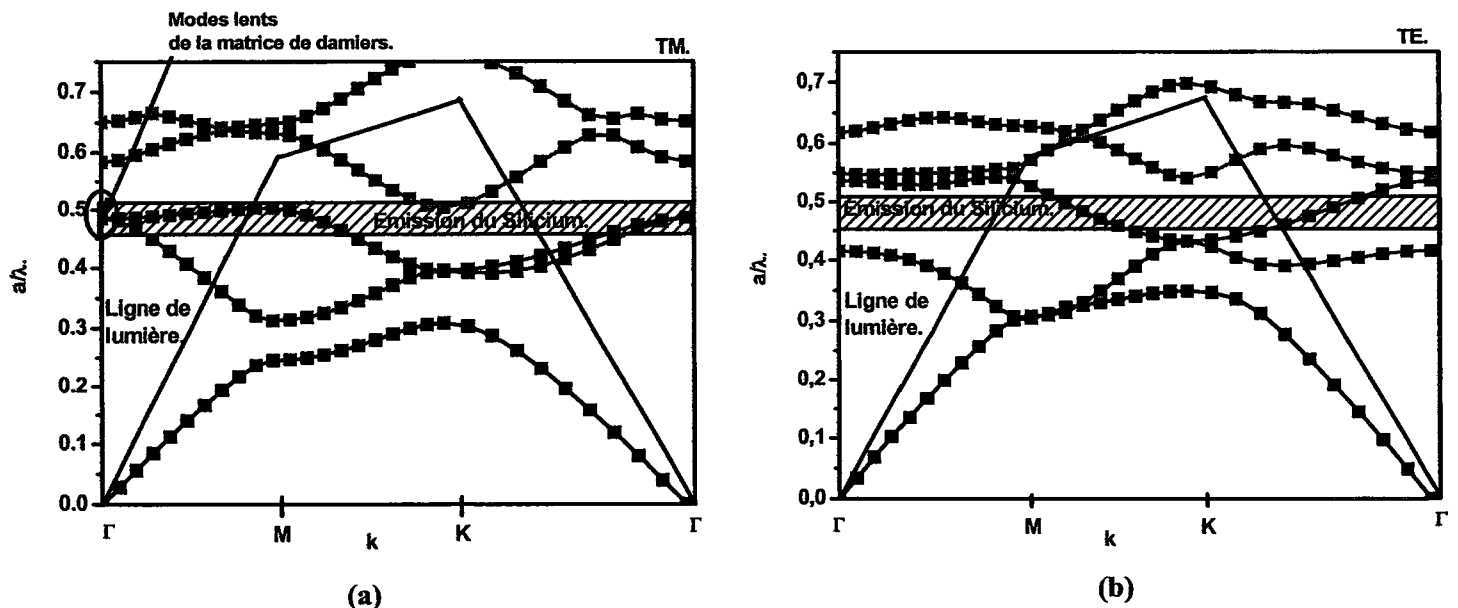


Figure 3-17 : Image MEB de la surface d'un réseau de damiers en silicium sur SOI et schéma en coupe d'un tel échantillon.

**b) Spectroscopie optique de structures de damiers de silicium.**

La figure 3-18 ci-dessous montre les diagrammes de bandes TM et TE de ce cristal photonique. Ces diagrammes ont été calculés avec la méthode des ondes planes en utilisant l'approximation de l'indice effectif. Pour 190 nm de silicium nous avons pris comme indice effectif 2.4 pour la polarisation TM et 2.9 pour la polarisation TE. Le rapport entre le côté L des carrés et la période a de la maille vaut 2/3. Le diagramme (a) montre la structure de bande pour la polarisation TM et le (b) celui de la polarisation TE. La polarisation TM est celle avec laquelle nous allons essayer d'extraire plus de lumière à l'aide de modes lents.

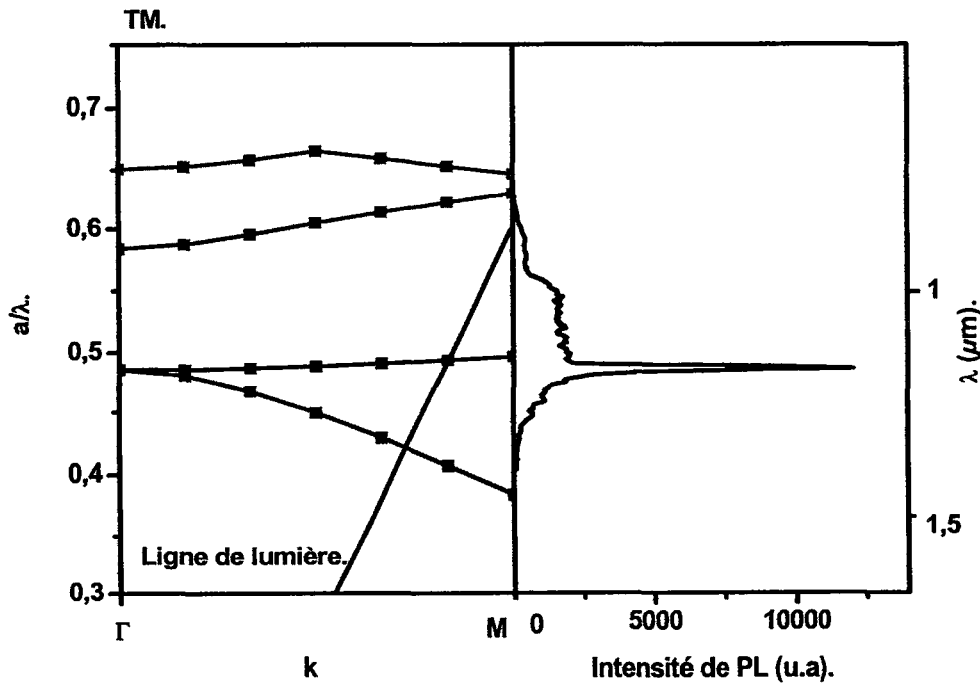
Le diagramme de bande de la polarisation TM montre, pour les paramètres du meilleur échantillon ( $a=550$  nm et  $r=365$  nm), deux modes à faible courbure dans la zone spectrale d'émission du silicium. On note que l'un de ces modes (le plus haut en  $a/\lambda$ ) possède une pente faible pour une large gamme de vecteur k. Celle-ci est même quasiment plate le long de toute la direction ( $\Gamma M$ ). Cette particularité a pour effet de renforcer le couplage de ce mode lent avec les désexcitations excitoniques radiatives du silicium. Ce mode est lent pour une grande variété de k et présente en conséquence une forte densité d'états dans la bande d'émission du silicium. Par contre, pour la polarisation TE, les seuls modes recoupant la bande d'émission du silicium ont une courbure plus importante. Le couplage entre les désexcitations du silicium et ceux-ci sera donc faible.



**Figure 3-18 : Diagrammes de bandes TM (a) et TE (b) pour un cristal photonique fait par une maille carrée de damiers de silicium sur SOI. Le calcul a été réalisé par la méthode des ondes planes avec l'approximation de l'indice effectif.  $L/a=2/3$ .**

La figure 3-19 présente un zoom de la zone de modes lents du diagramme de bande TM le long de la direction ( $\Gamma M$ ) mis à côté du spectre obtenu par photoluminescence. On note pour ce spectre un

léger signal vers les basses longueurs d'onde puis un pic intense. L'ensemble de la zone du signal se trouve dans la bande d'émission du silicium. Lorsque l'on compare le spectre du cristal photonique avec la zone du diagramme de bande de gauche on constate que le pic intense mesuré correspond exactement aux modes lents et plus particulièrement qu'il coïncide avec celui se courbant le moins. La bosse vers les basses longueurs d'onde doit être causée par le couplage des paires électrons/trous directement avec le continuum radiatif.

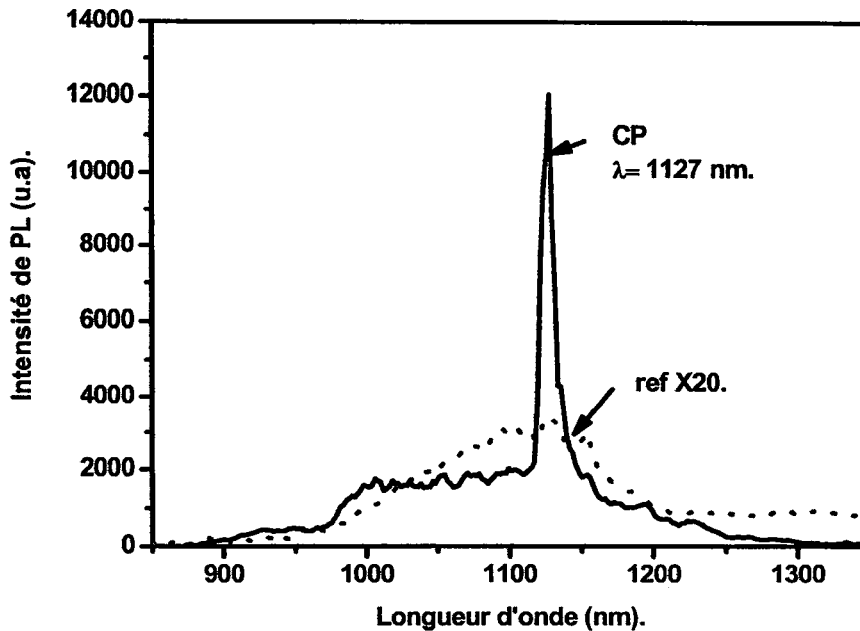


**Figure 3-19 : Comparaison entre la zone de modes lents du diagramme de bande TM le long de la direction (ΓM) et du spectre de photoluminescence de l'échantillon de damier de Si.**

Nous avons alors comparé ce signal émis par le réseau de damiers avec celui d'un simple film de SOI de même épaisseur. La figure 3-20 montre cette comparaison entre le spectre du réseau de damiers et celui de la référence (pointillés).

Ces spectres mettent en évidence une forte modification spectrale entre le signal émis par le cristal photonique et celui de la référence. En effet, on observe un pic intense et fin dans le spectre du cristal photonique qui n'est pas présent dans celui de la référence. On note une forte augmentation de l'intensité extraite dans la direction verticale. Il y a un facteur 80 entre le maximum du pic du cristal de damiers et le maximum de la référence. Le facteur de remplissage en air vaut ici 2.2 et est égal au rapport entre l'aire d'un carré de coté égale à la période de la maille sur celle d'un damier. On obtient au final une augmentation totale de  $\frac{L^2}{a^2} \times 80 = 2.2 \times 80 = 176$  de la photoluminescence collectée du cristal de damiers par rapport à la référence.

Cette forte augmentation est en accord avec la structure de bande calculée ci-dessus et conforte l'idée que le silicium se désexcite radiativement dans les modes lents du diagramme de bande

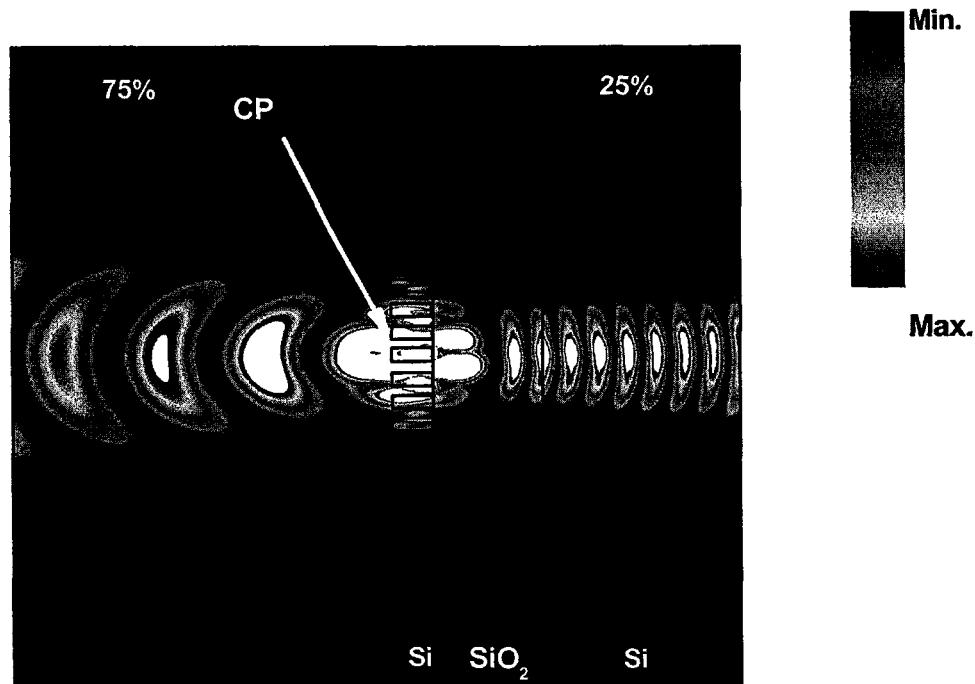


**Figure 3-20 : Spectres de photoluminescence à température ambiante de l'échantillon et de la référence (pointillés).**

Nous avons alors calculé par FDTD 2D le flux du vecteur de Poynting rayonné pour estimer numériquement le facteur d'extraction maximal. La figure 3-21 représente ce calcul. Un simple film de silicium extrait verticalement 7% de la lumière. Dans le cas de notre échantillon le facteur

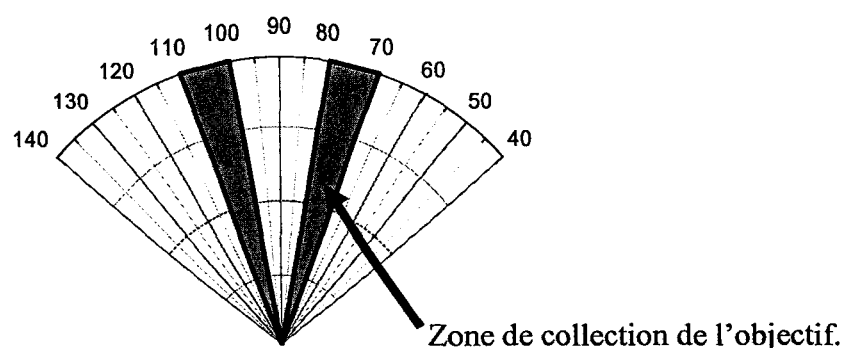
d'extraction maximal vaut :  $\frac{75\% \times 2.2}{7\%} \approx 25$ . (Le facteur 2.2 correspond au facteur de remplissage.)

Le meilleur facteur d'extraction que l'on peut espérer est donc de 25, or nous mesurons 176. Il manque en conséquent un facteur 6 à 7.



**Figure 3-21: Calcul par FDTD 2D de la distribution du vecteur de Poynting rayonné par le cristal photonique de damiers. Ce calcul se fait avec l'approximation de l'indice effectif pour une coupe latérale de l'échantillon et illustre la répartition des pertes.**

Une collection plus efficace peut être responsable d'une part de ce facteur manquant. L'objectif Cassegrain possède une zone aveugle et ne collecte que suivant un anneau comme schématisé ci-dessous :

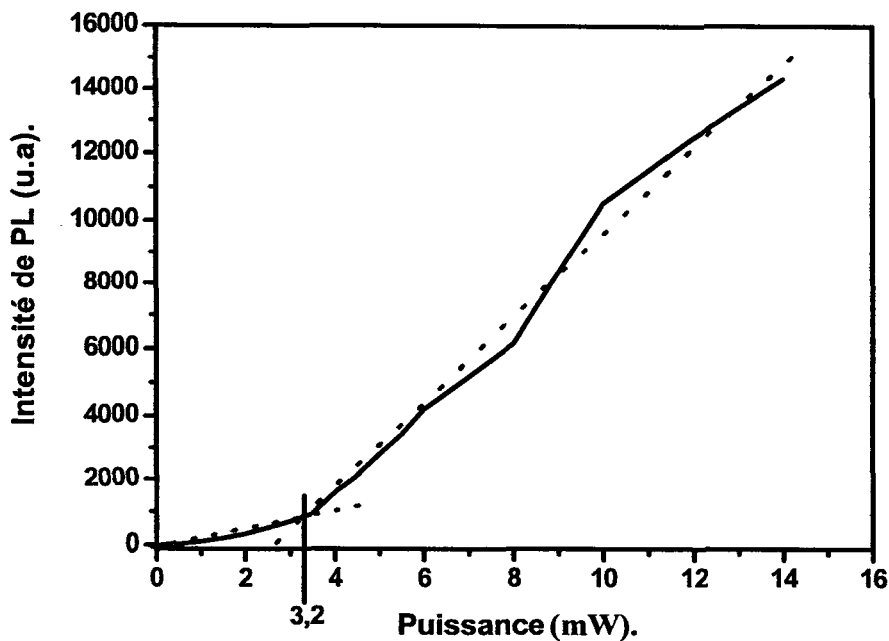


Le couplage à un mode lent se traduit par une redistribution angulaire, sous forme de lobes, de l'intensité de photoluminescence extraite [111-112]. Ainsi il peut y avoir un meilleur recouvrement entre la zone de collection et la répartition angulaire de l'intensité extraite. Cette dépendance de la collection est à l'origine d'un facteur 3 comme le montrent de récents résultats [113].

Un effet de confinement électronique peut aussi contribuer au facteur manquant. Les damiers étant isolés les uns des autres, ils piègent les électrons dans des structures d'échelle nanométrique et modifient la densité des paires électrons/trous. Le fait que la densité des porteurs change modifie le

nombre de recombinaisons radiatives. D'un autre coté, l'effet Auger devient plus important. D'un point de vue électronique il va y avoir une compétition accrue entre ces deux mécanismes de désexcitation. Ce confinement empêche aussi les porteurs de diffuser et par conséquent limite leur rencontre avec des pièges dus à des défauts qui sont des sites de recombinaisons non radiatives. Pour vraiment étalonner l'effet optique il faudrait comparer le signal du cristal et celui d'un échantillon sans cristal photonique pour des densités électroniques identiques.

Nous avons aussi mené une étude de la réponse en puissance de l'échantillon. La courbe de la figure 3-22 représente la variation de l'intensité extraite en fonction de la puissance de pompe.



**Figure 3-22 : Variation de l'intensité lumineuse en fonction de la puissance d'excitation. Les droites en pointillées sont des ajustements linéaires des deux parties de la courbe.**

On remarque que la courbe de la figure 3-22 se décompose en deux zones. Une première de 0 à 3.2 milliwatt et une seconde de 3.2 à 14 milliwatt. Ce changement pourrait résulter d'une modification de l'indice optique du matériau par la densité des porteurs. En effet l'indice optique est fonction du nombre de paires électron/trous [114]. Or nous n'avons pas observé de modifications spectrales entre les spectres haute et basse puissance. Nous interprétons plutôt cette cassure par une saturation des pièges créés par les impuretés structurales du silicium. Le nombre de porteurs augmente avec la puissance d'excitation. Or ces porteurs sont confinés par les damiers et le nombre de pièges non radiatifs est limité par la taille finie des damiers. En conséquent il va y avoir une saturation de ces pièges avec la puissance d'excitation. Cette saturation d'un part des pertes peut expliquer le changement de pente enregistré.

### III.3.Cristaux photoniques en silicium pour composants à 1.5 $\mu$ m.

Dans cette partie nous nous intéressons aux propriétés optiques de cristaux photoniques destinés à de futurs dispositifs fonctionnant à 1.5  $\mu$ m. Dans un premier temps nous étudions le couplage, à basse température, entre des atomes d'erbium implantés dans le film de silicium d'un SOI et un mode lent. Ensuite nous présentons les résultats que nous avons obtenus en déposant un matériau actif à base de silice et d'erbium sur un réseau de piliers organisés en cristal photonique.

#### III.3.a.Cristal photonique à modes lents implanté Er/O.

##### a) Fabrication des échantillons.

Nous avons intégré les ions erbium dans le film de silicium du SOI par implantation ionique. Cette technique est largement utilisée dans le domaine de la micro-électronique pour incorporer divers éléments au sein de films silicium (arsenic, bore, phosphore, erbium). Les ions à planter sont accélérés par un champ électrique et projetés sur l'échantillon. L'énergie cinétique qu'ils ont emmagasinée lors de leur accélération leur permet de pénétrer dans la cible.

Les paramètres importants lors de l'implantation sont :

- ❖ l'énergie d'accélération, qui détermine la profondeur et la répartition dans l'échantillon des ions implantés.
- ❖ la dose qui fixe la quantité d'ions que l'on plante.

Ces paramètres sont déterminés par simulation numérique Monté-Carlo. Le logiciel SRIM (en accès libre à : [www.srim.org](http://www.srim.org)) permet de tel calcul.

Nous avons co-implanté erbium et oxygène un SOI de 200 nm de silicium à deux doses d'erbium et d'oxygène. Le tableau 3-23 détaille ces paramètres.

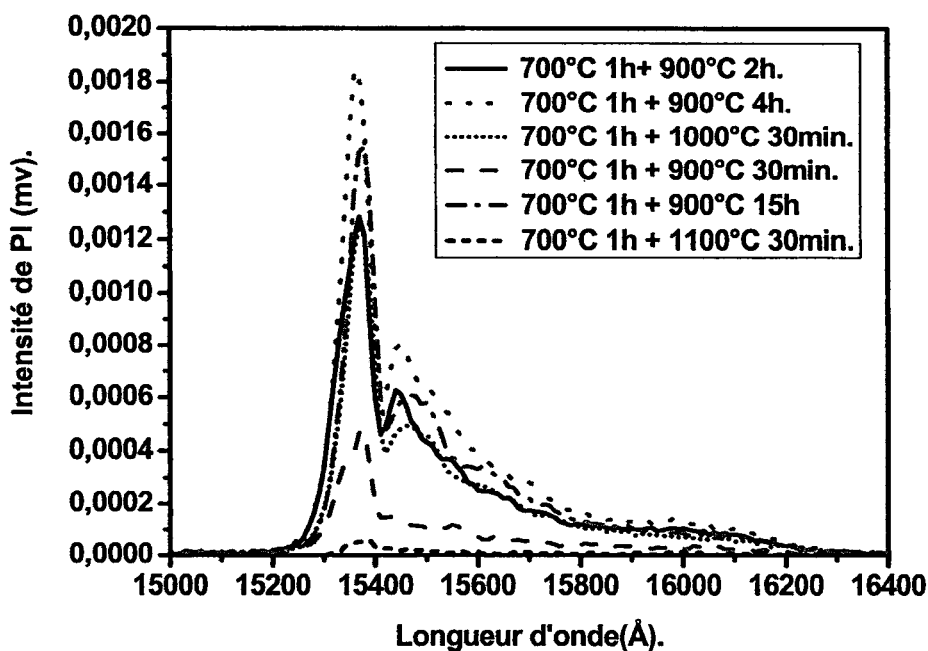
Élément	Dose (at.cm <sup>-2</sup> )	Énergie (keV)	Concentration maximale. (at.cm <sup>-3</sup> )	Élément	Dose (at.cm <sup>-2</sup> )	Énergie (keV)	Concentration maximale. (at.cm <sup>-3</sup> )
Erbium	7.12.10 <sup>14</sup>	175	2.10 <sup>20</sup>	Erbium	7.12.10 <sup>13</sup>	175	2.10 <sup>19</sup>
Oxygène	4.2.10 <sup>15</sup>	25	6.10 <sup>20</sup>	Oxygène	4.2.10 <sup>14</sup>	25	6.10 <sup>19</sup>

Figure 3-23 : Tables des paramètres d'implantation de nos échantillons.

Les concentrations en erbium et en oxygène sont tirées de la thèse de doctorat de David Sotta [115].



Une phase de recuit juste après implantation est cruciale pour obtenir de la lumière d'un SOI implanté erbium. [116]. Afin de trouver un recuit optimum pour nos échantillons nous avons mené une étude sur un SOI implanté à  $5,5.10^{14}/\text{cm}^2$  en Erbium et  $3.3.10^{15}/\text{cm}^2$  en oxygène. Même si les doses ne sont pas exactement les mêmes que celles du tableau 3-23, elles sont du même ordre de grandeur et nous ont permis de mettre au point une procédure de recuit. Ce recuit se fait en deux temps. Nous avons gardé toujours la même procédure pour le premier recuit, à savoir un recuit de  $700^\circ\text{C}$  pendant une heure sous vide. Il aurait fallu aussi essayer de changer ce paramètre mais nous avons choisi de nous focaliser sur le second, plus critique, car c'est au cours de cette deuxième étape que les complexes erbium/oxygène deviennent actifs optiquement. Ce dernier est toujours réalisé sous vide et les temps et températures varient. Le graphique de la figure 3-24 ci-dessous regroupe les différents spectres de photoluminescence obtenus pour différents recuits. Le montage de mesure est celui de macro-photoluminescence du paragraphe II-2-a et celles-ci se font à 4 K.



**Figure 3-24 : Comparaison des spectres de photoluminescence d'un SOI implanté Er ( $5,5.10^{14}/\text{cm}^2$ ) et Oxygène ( $3,3.10^{15}/\text{cm}^2$ ) en fonction de différents recuits. Le premier recuit ne change pas et est de  $700^\circ\text{C}$  pendant une heure sous vide. Le deuxième est toujours sous vide mais les températures et les temps changent.**

Ces spectres ont l'allure caractéristique de l'émission de l'erbium avec les deux pics des deux transitions Stark. Dans un premier temps on remarque que pour une même température le signal de photoluminescence augmente avec le temps pour saturer au bout d'une certaine durée. Les spectres à  $900^\circ\text{C}$  de 30 min, 2 heures et 4heurs montrent une progression de l'intensité de

photoluminescence. Celui de 900°C de 15h exhibe, quant à lui, une rechute de cette intensité. Plus le recuit est long, dans une certaine limite, plus les espèces erbium et oxygène ont le temps de migrer dans le silicium pour former les complexes Er/O. Toutefois il ne faut pas que ces complexes se dispersent trop ou condensent car dans ce cas il y a une perte de photoluminescence. Nous n'avons pas effectué de recuit au delà de 15 heures. Le spectre de 15 heures donne probablement la valeur de saturation du signal pour un recuit à 900°C.

Le spectre du recuit à 1000°C nous montre que le maximum de signal peut être atteint plus rapidement si la température augmente. Cependant lorsque l'on regarde le spectre du recuit à 1100°C on constate qu'il faut faire attention lors de recuits à haute température car ceux-ci peuvent tuer l'activation optique des complexes Er/O. Dans ce cas les complexes Er/O coalescent [117]. On aura donc tendance à préférer un recuit long à une température de 900°C par rapport à un recuit cours à 1000°C. Nous avons choisi un recuit à 900°C pendant 4 heures sous vide.

Comme mentionné ci-dessus, les échantillons ont été implantés à deux doses différentes. Le graphique de la figure 3-25 représente les signaux enregistrés pour les deux doses d'implantation avec la procédure de recuit à 900°C pendant 4h.

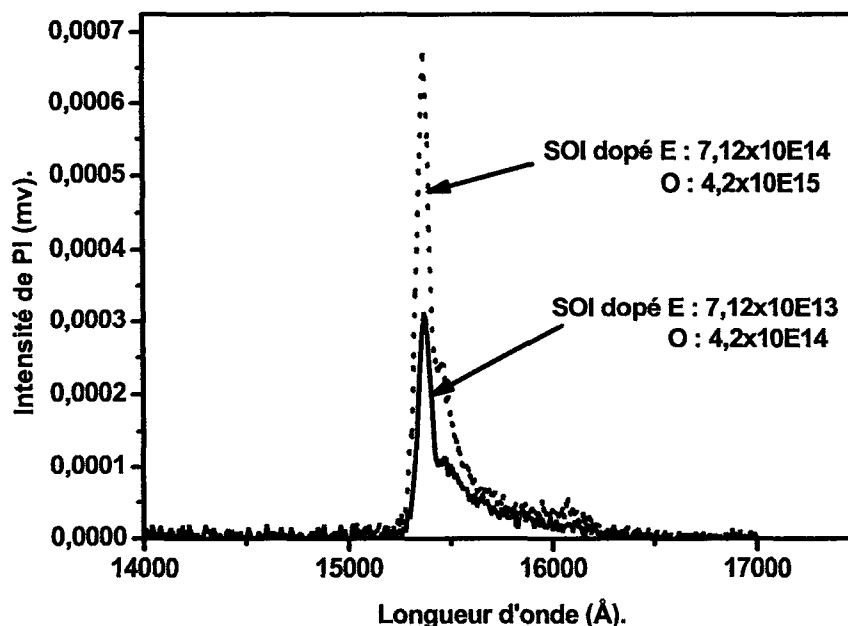


Figure 3-25 : Comparaison des spectres de photoluminescences d'un SOI (200nm de Si) implanté aux doses :

- Er =  $7.12 \cdot 10^{14}$  at/cm<sup>2</sup> – O =  $4.2 \cdot 10^{15}$  at/cm<sup>2</sup> (spectre pointillé).
- Er =  $7.12 \cdot 10^{13}$  at/cm<sup>2</sup> – O =  $4.2 \cdot 10^{14}$  at/cm<sup>2</sup> (spectre noir plein).

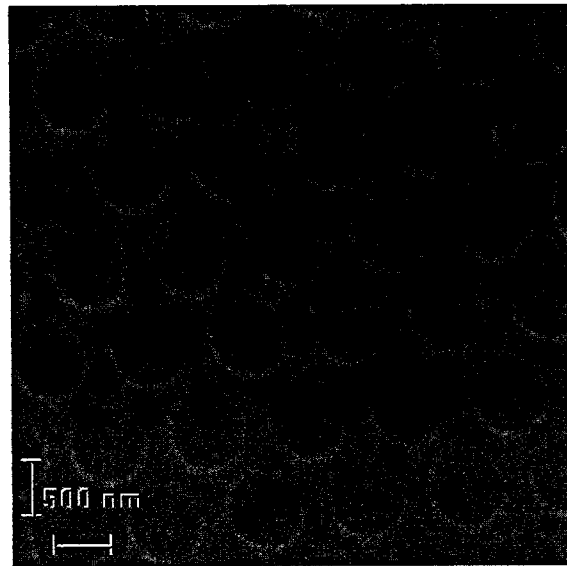
Lorsque l'on compare les deux signaux on observe une augmentation d'un facteur deux du signal de photoluminescence pour une augmentation du dopage d'un facteur dix. Cette augmentation de 2 souligne que le signal de luminescence n'est pas une fonction linéaire de la dose d'implantation

[118]. Cependant il ne faut pas pour autant conclure que l'intensité du signal émis est proportionnelle à la dose d'espèces implantées car si celle ci est trop forte les ions d'erbium vont précipiter devenant optiquement inactifs. On peut néanmoins observer qu'un dopage adéquat d'un SOI permet d'améliorer l'émission.

***b) Photoluminescence de cristaux photoniques à modes lents implantés Er/O.***

Dans ce paragraphe nous nous sommes intéressés au couplage entre l'émission de l'erbium à  $1.5\mu\text{m}$  et des modes électromagnétiques de bord de bande d'un cristal photonique. Nous avons étudié les modifications optiques engendrées par un tel couplage et notamment sur l'extraction de photoluminescence. Le montage de mesure est celui de macro-photoluminescence du paragraphe II-2-a et celles-ci se font à 4K dans la direction verticale.

Les cristaux photoniques sont des réseaux de trous dans un SOI de 200 nm de silicium suivant le motif d'une maille triangulaire. Ces cristaux sont conçus pour la polarisation TE. Ils font  $300\mu\text{m}$  par  $300\mu\text{m}$  en surface. La zone excitée est donc limitée par la taille du spot d'excitation. L'implantation ionique a lieu après la fabrication du cristal photonique. L'image MEB de la figure 3-26 montre un tel cristal.



**Figure 3-26 : Image MEB d'un cristal photonique à mode lents implanté Er/O.**

La figure 3-27 représente le diagramme de bande TE, calculé par la méthode des ondes planes 2D avec l'approximation de l'indice effectif ( $n_{\text{eff}}=3.2$  à  $1.5\mu\text{m}$ ), de la structure donnant la meilleure extraction. La structure est un réseau triangulaire de période  $a$  930 nm et de trous de rayon  $r$  310 nm. Cette structure est implantée aux doses  $7.12.10^{14}$  at/cm<sup>2</sup> pour l'erbium et  $4.2.10^{15}$  at/cm<sup>2</sup> pour l'oxygène.

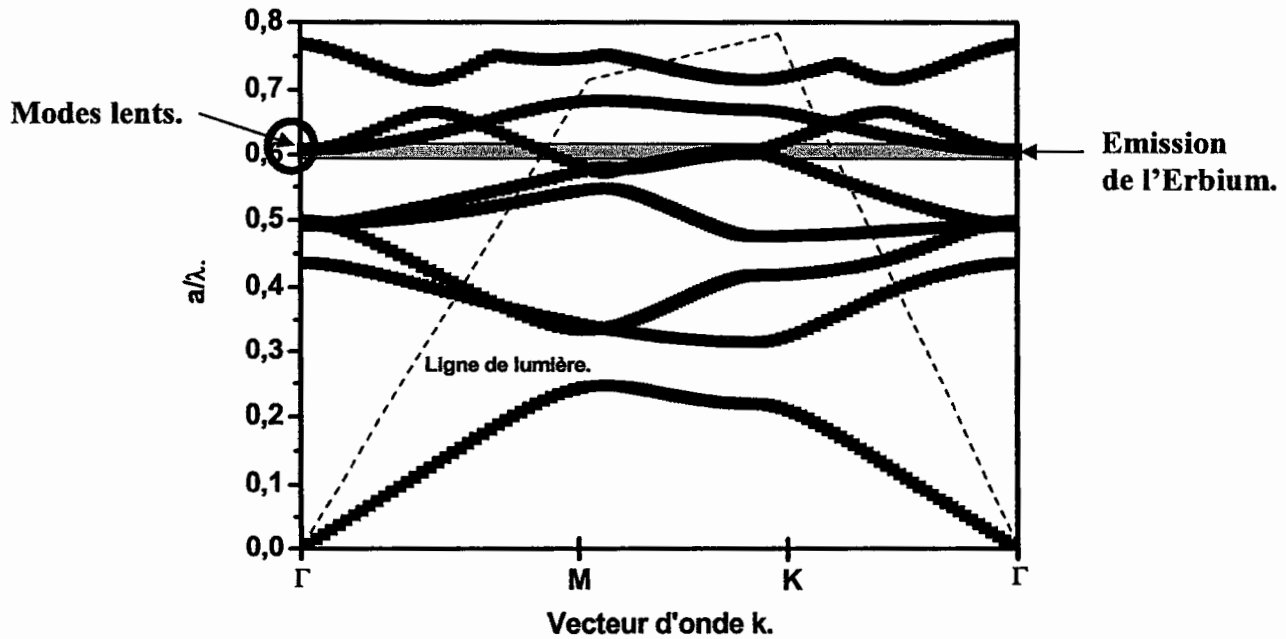


Figure 3-27 : Diagramme de bande TE du cristal photonique de maille triangulaire de période 930 nm et de rayon de trous 310 nm dans un SOI de 200 nm de silicium. Le calcul a été fait par la méthode des ondes planes en 2D en utilisant la méthode de l'indice effectif.

Le graphique de la figure 3-28 ci-dessous est une comparaison entre les signaux émis par le cristal photonique et celui d'une zone non structurée du même échantillon. En conséquence les différences observées entre les deux spectres sont uniquement d'ordres photoniques puisque ceux-ci ont été implantés dans les mêmes conditions.

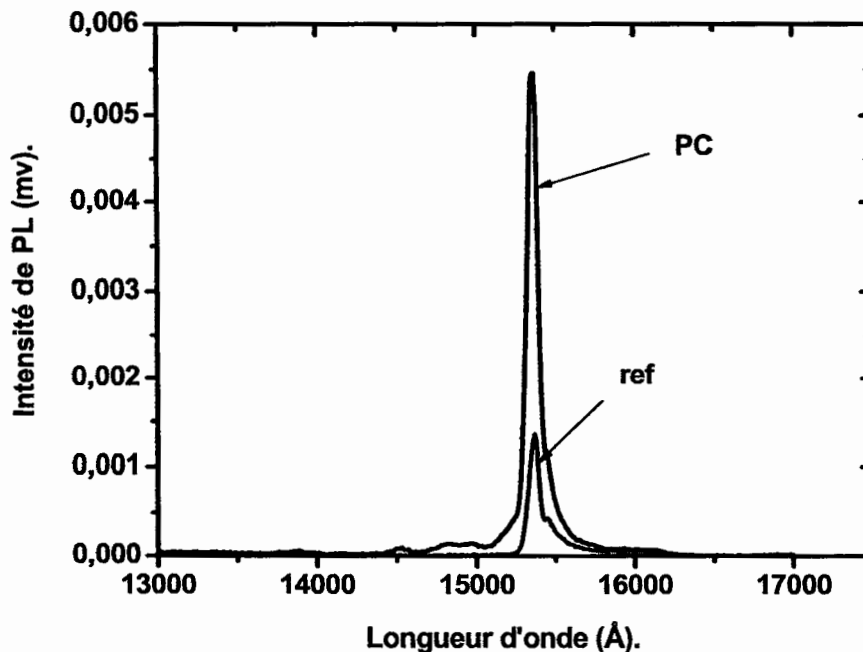
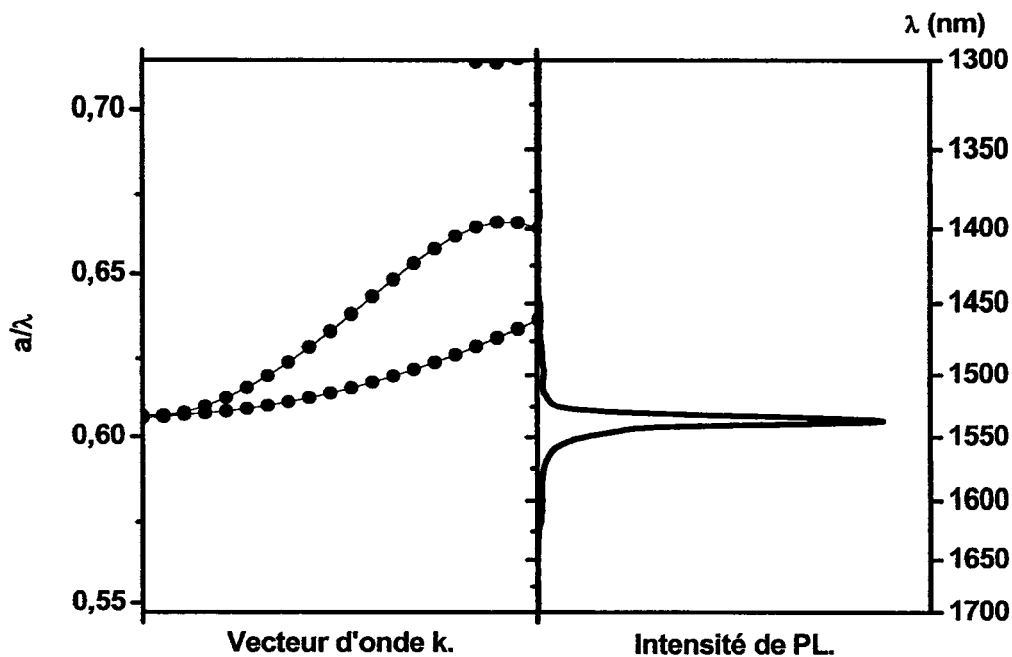


Figure 3-28 : Comparaison entre les spectres à 4K du cristal photonique et celui du simple SOI implanté aux mêmes doses.

On observe, à la vue de ce graphique 3-28, une nette augmentation de la luminescence collectée par le cristal photonique par rapport à celle de la référence. Cette augmentation est d'un facteur 5.5 et, si l'on prend en compte le facteur de remplissage en air de la structure ( $\frac{\pi r^2}{\cos(30)a^2} = 2.5$ ), l'extraction de photoluminescence augmente d'un facteur 14.

La figure 3-29 suivante représente côte à côte un zoom du diagramme de bande et le spectre mesuré. On observe que le signal de photoluminescence coïncide avec deux modes à faibles vitesses de groupe au point de haute symétrie  $\Gamma$ . Ces modes lents en  $\Gamma$  sont propices pour augmenter l'extraction lumineuse dans la direction verticale car ils se situent au dessus du cône de lumière et donc peuvent se coupler au continuum radiatif. Leur faible vitesse de groupe améliore ce couplage ainsi que leur interaction avec les atomes d'erbium. De plus ces modes, de part cette faible courbure de bande, présentent une forte densité d'états électromagnétiques et par conséquent les désexcitations radiatives de l'erbium seront favorisés sur ces modes.

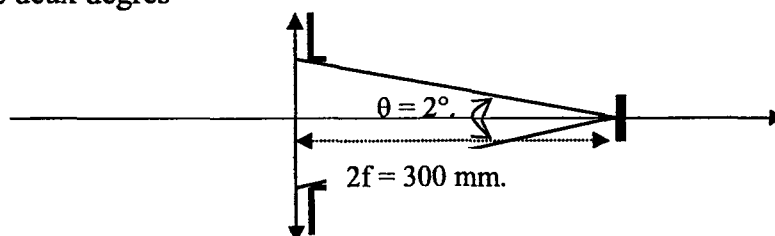


**Figure 3-29 : Comparaison entre le spectre du cristal photonique (à droite) et de son diagramme de bande (à gauche). Le diagramme de bande est zoomé autour de  $1.5\mu\text{m}$ .**

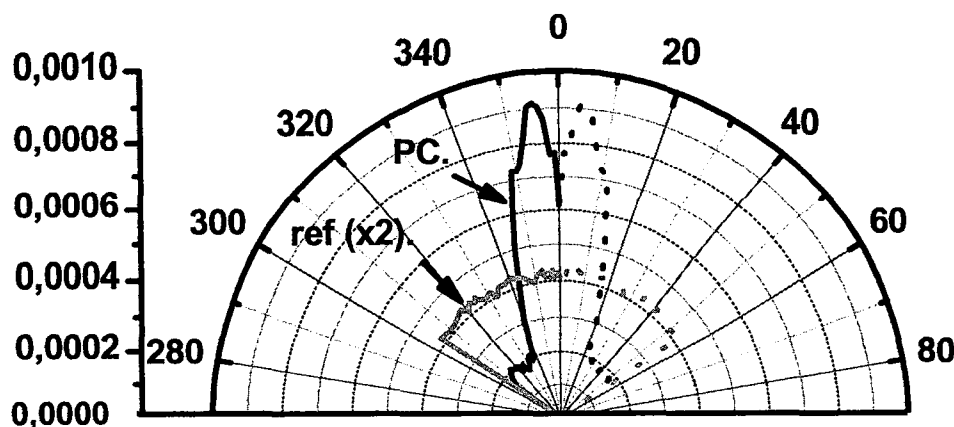
Cette augmentation de la luminescence, supportée par le diagramme de bande, confirme le couplage de l'émission radiative de l'erbium avec les modes lents du cristal photonique.

**c) Emission angulaire de cristaux photoniques à modes lents implantés Er/O.**

Nous nous sommes ensuite intéressés au diagramme d'émission angulaire. L'échantillon est monté sur une canne rotative allant à l'intérieur du cryostat. Nous pouvons ainsi assurer la rotation de l'échantillon à basse température. La seule contrainte de la mesure provient des hublots du cryostat qui limitent la rotation de l'échantillon. À partir d'une rotation de  $35^\circ$  par rapport à la normale à la surface de l'échantillon, le faisceau UV d'excitation est coupé par ces hublots. La sélection angulaire se fait par un diaphragme plaqué sur la lentille de collection et la résolution angulaire est de deux degrés



La figure 3-30 présente le diagramme angulaire mesuré pour une rotation de  $35^\circ$  de l'échantillon ainsi que celui de la référence.



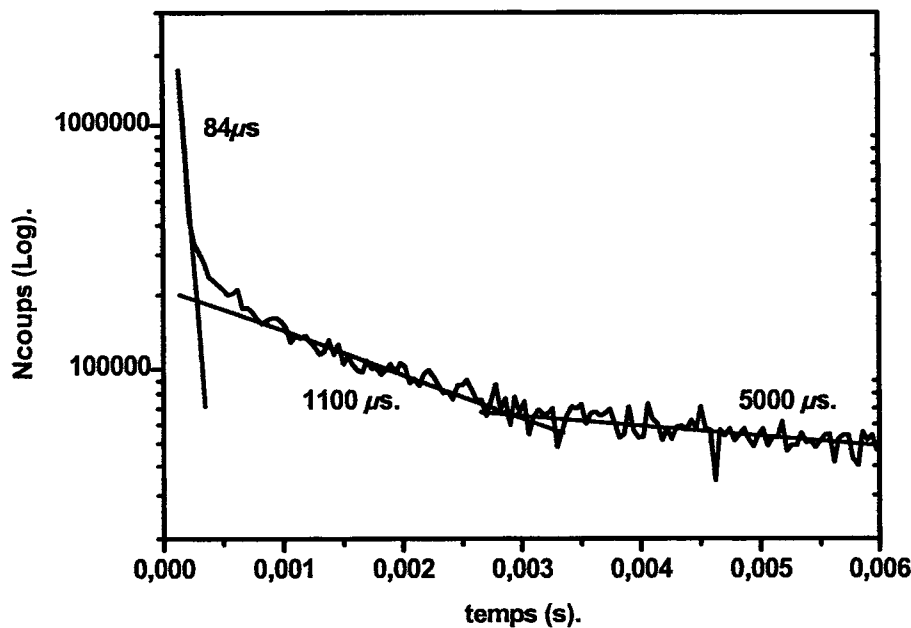
**Figure 3-30 : Diagramme d'émission angulaire de la puce à 4K. Les courbes en traits pleins sont les signaux effectivement mesurés. Les parties en pointillées sont obtenues par symétrie des courbes en trait plein.**

Nous n'avons réussi à mesurer le spectre angulaire que dans une direction car, à cause de l'incidence non normale du faisceau d'excitation, dès que nous tournons dans la direction opposée la puce n'est plus excitée. La mesure est représentée sur le graphique de la figure 3-30 par le trait plein. La partie en pointillée est simplement la symétrique de celle en traits pleins. On voit apparaître

une répartition de la luminescence sous forme de lobes angulaire, comparé au signal de la référence. Ceci est propre à l'émission d'un cristal photonique [111-112]. La présence d'un minimum d'intensité dans la direction normale à la surface de la puce est une caractéristique de l'excitation de modes optiques au voisinage du point  $\Gamma$ . De par sa haute symétrie, le couplage de mode exactement en  $\Gamma$  avec le continuum radiatif est théoriquement interdit. Ces résultats viennent renforcer le fait que les photons de l'erbium se couplent avec les modes lents du diagramme de bandes ci-dessus. Pour voir si ce couplage n'a pas modifier le taux d'émission nous avons mené une étude de durée de vie.

*d) Mesures de durée de vie.*

Nous avons mesuré la durée de vie de l'erbium dans l'échantillon précédent. Pour déterminer cette durée de vie radiative l'échantillon est excité par un laser Nd/Yag triplé en fréquence fonctionnant en régime pulsé (impulsions de 10 ns). L'évolution temporelle du nombre de coups au cours du temps est mesurée par un photomultiplicateur et les impulsions délivrées par celui-ci (dus aux photons incidents) sont comptées par un compteur de photons SR 400. La figure 3-31 présente les résultats de ces mesures.



**Figure 3-31 : Mesure de temps de déclin radiatif du signal optique émis par le cristal photonique.**

On note la présence de trois temps, caractéristiques de trois mécanismes de désexcitation de l'erbium, représentés par les trois droites du graphique ci-dessus. On observe un mécanisme de désexcitation rapide (durée de vie 84  $\mu$ s) un plus lent (durée de vie 1100  $\mu$ s) et un troisième encore plus lent (durée de vie de 5000  $\mu$ s). Le mécanisme rapide est attribué aux recombinaisons non

radiatives sur les défauts. [119]. Le mécanisme lent de 1100  $\mu$ s provient de la désexcitation non radiative par le phénomène Auger [120]. Ces mesures sont en accords avec les données de Vernon et Parry qui donnent un temps de vie rapide entre 40 et 160  $\mu$ s et un temps de vie lent entre 800 et 1200  $\mu$ s. Le troisième mécanisme est la signature de la désexcitation radiative des atomes d'erbium. Nous mesurons un temps de déclin radiatif de 5ms qui est très proche des 10ms que l'on peut trouver dans la littérature [121]. Ceci confirme que nous n'avons pas modifié le taux d'émission.

### **III.3.b.SRO : Er et cristaux photonique.**

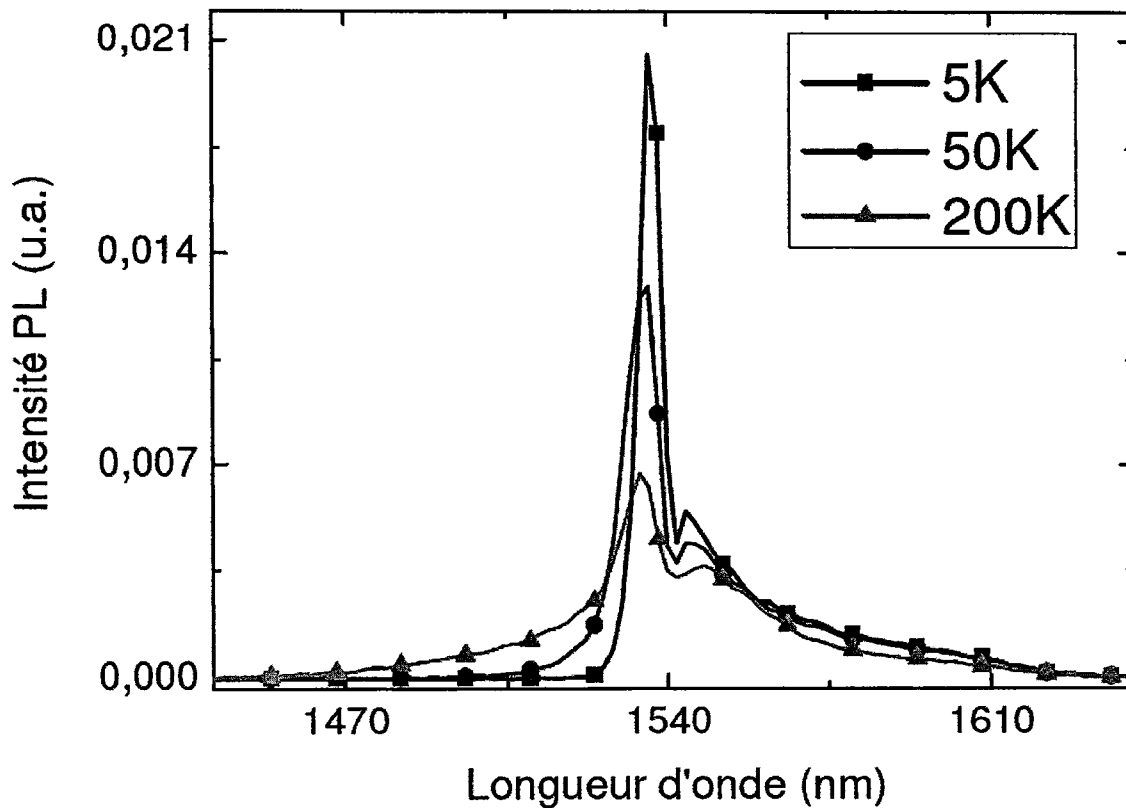
Dans l'optique de réaliser des structures fonctionnant à 1.5  $\mu$ m à température ambiante nous avons couplé un matériau actif à base de silice et d'erbium avec un cristal photonique sur SOI. Dans un premier temps nous détaillons les propriétés de ce matériau pour ensuite présenter les résultats optiques obtenus avec un tel couplage.

#### ***a) Le SRO :Er.***

Le matériau actif présenté ici est le fruit de l'intégration d'atomes d'erbium dans de la silice non stœchiométrique. Cette silice non stœchiométrique, appelée SRO pour Silicon-Rich-Oxide en anglais, contient des amas de silicium disséminés dans une matrice de silice. Ces amas, du fait de leur confinement des porteurs, modifient fortement la structure de bande du silicium [122, 123, 124]. Leurs niveaux d'énergie ont la particularité de se trouver au dessus du gap du silicium. Ainsi, lors de l'interaction avec des atomes d'erbium, les mécanismes de transferts inverses d'énergie observés dans le cas de l'implantation de silicium cristallin sont fortement diminués. En conséquent l'association de SRO et d'erbium présente des rendements d'émission nettement plus importants et notamment de la luminescence à 1.5  $\mu$ m à température ambiante [125].

La figure 3-32 présente les spectres de photoluminescence, obtenus par macro photoluminescence, du meilleur échantillon en fonction de la température. Ces spectres sont caractéristiques de l'émission d'erbium dans une matrice de silice [103] et l'on retrouvent les deux pics des deux transitions Stark. On remarque aussi un élargissement du signal vers les basses longueurs d'onde avec la température qui peut être attribué à une interaction avec des phonons bien que la matrice de silice soit amorphe [126]. On observe, quand on compare ces spectres, que le signal de luminescence diminue lorsque la température augmente. Mais cette diminution est négligeable comparée à celle de plusieurs ordres de grandeurs de l'erbium dans un cristal de silicium.



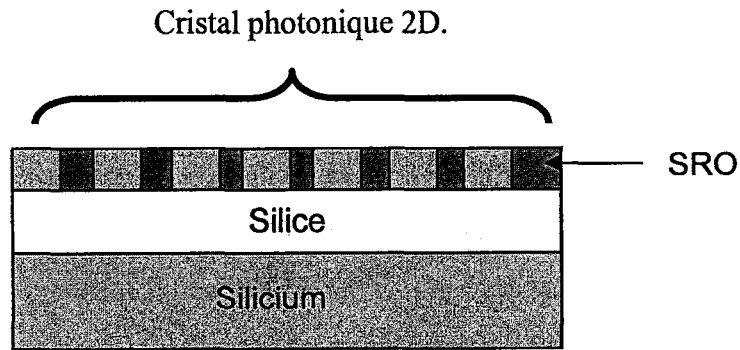


**Figure 3-32 : Evolution de la photoluminescence du SRO : Er en fonction de la température.**

Les paramètres importants lors de la mise au point de la matrice de SRO : Er sont les concentrations en erbium et en oxygène de la silice. Pour nos couches la silice est du  $\text{SiO}_{1,6}$  et la concentration en Er vaut 1%. Un autre paramètre d'optimisation pour l'intensité de photoluminescence est le recuit nécessaire à la formation des complexes Er/O comme pour le cas de l'implantation ionique d'erbium. Une température trop forte tue la luminescence des complexes car il se forme des agrégats d'erbium alors qu'une température trop faible ne permet pas la formation des complexes. Le recuit optimum est de 1h30 à 900°C sous 1mbar d'azote. On remarque qu'il n'y a pas de pré-recuit comme pour le cas de l'implantation ionique. Il n'est pas nécessaire de recristalliser la matrice, le SRO étant amorphe.

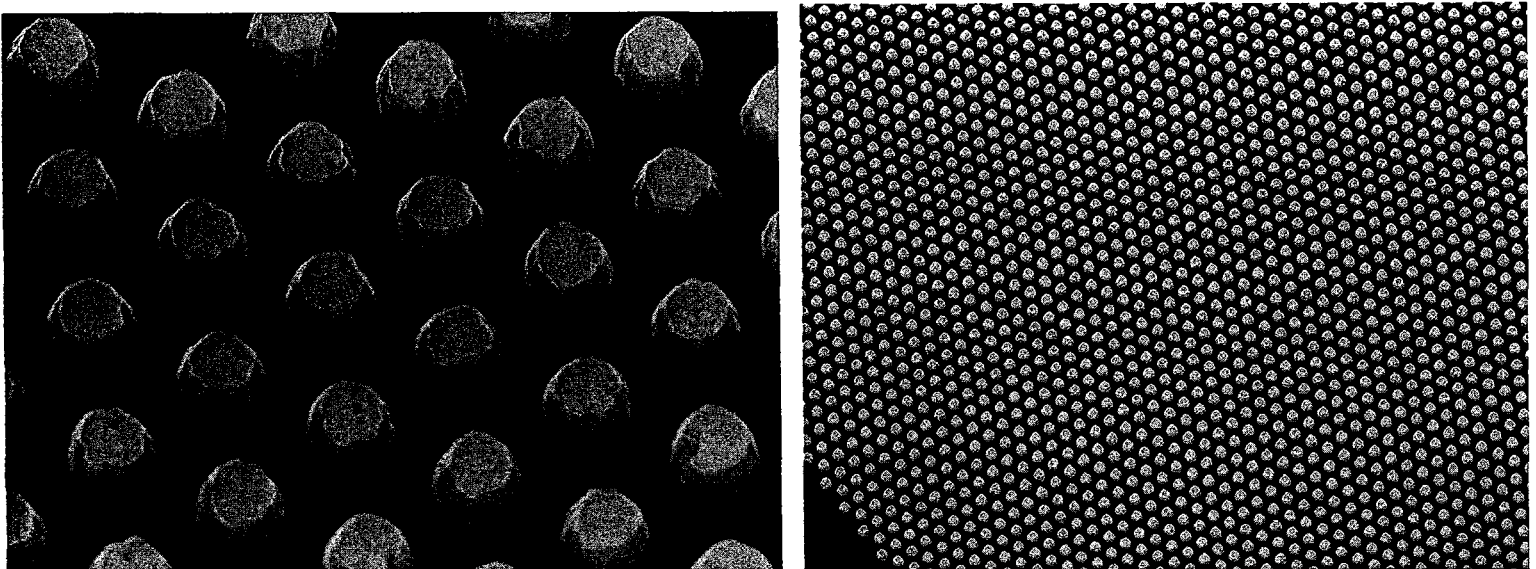
***b) Couplage du SRO : Er avec un cristal photonique.***

Pour étudier le couplage de l'émission du SRO : ER avec un cristal photonique nous avons déposé sur le cristal photonique une couche de SRO : Er par co-évaporation de silicium et d'erbium sous oxygène. Le schéma ci-dessus illustre ce composant.



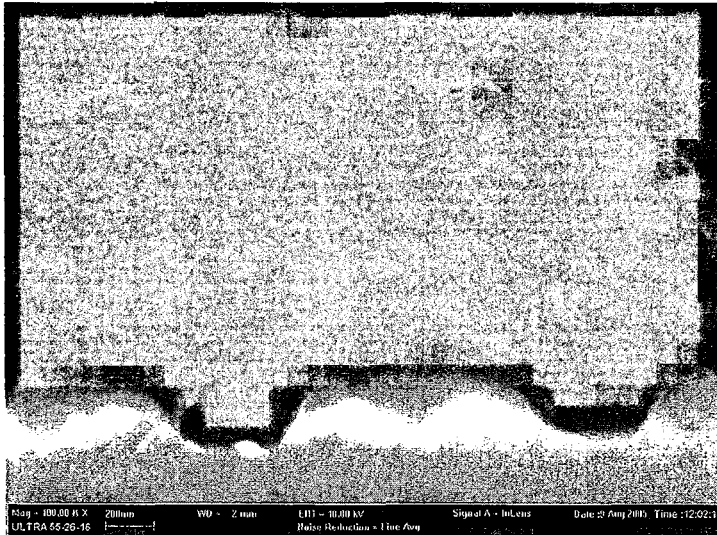
❖ Caractérisation morphologique.

Les tentatives de couplage entre cristal photonique et SRO : Er ont été réalisées sur des cristaux photoniques constitués par un réseau triangulaire de piliers de silicium sur SOI. Nous avons choisi une telle géométrie d'une part pour des raisons pratiques de dépôts et de caractérisation. D'autre part ces structures présentent l'intérêt d'avoir l'émetteur optique dans le milieu de faible indice et non dans le fort comme c'est généralement le cas. Les piliers sont hauts de 360 nm. Ces échantillons avant dépôt sont représentés sur les images MEB de la figure 3-33. Les modes optiques des cristaux que nous voulons coupler au SRO : ER sont des modes lents en  $\Gamma$ .

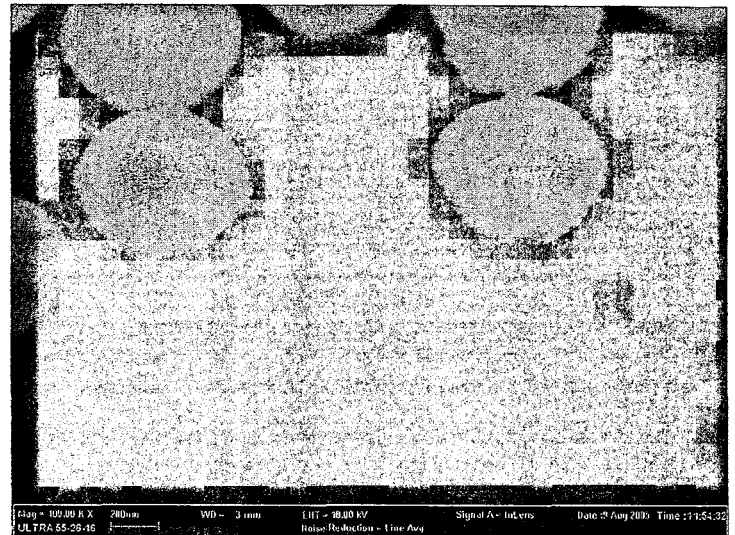


**Figure 3-33 : Image MEB des cristaux photoniques constitués par un réseau de piliers de silicium dans un SOI.**

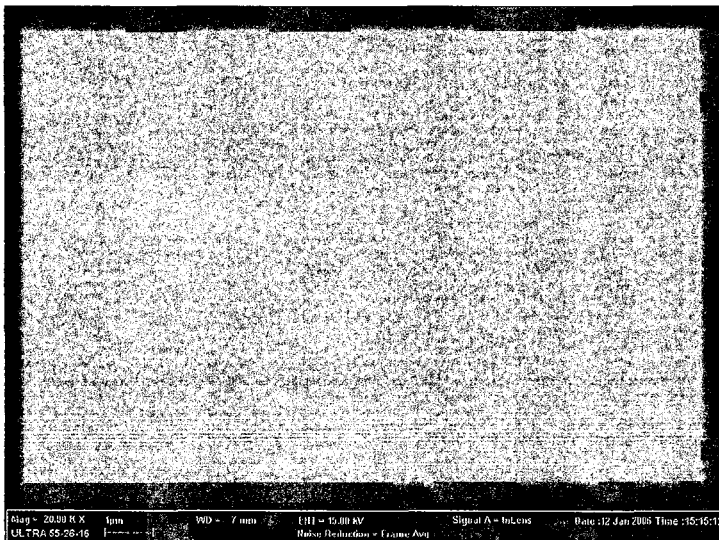
La principale difficulté rencontrée pour le dépôt de la couche de SRO sur le cristal est le remplissage des zones entre les piliers. Pour que le couplage entre le SRO : Er et le cristal puisse se faire de façon optimum il faut que le SRO : Er vienne recouvrir de façon homogène les piliers et qu'il ne se forme pas de zone de bulles. Or, lorsque l'on regarde les images de la figure 3-34 représentant un échantillon après dépôt, on voit que ce n'est pas le cas.



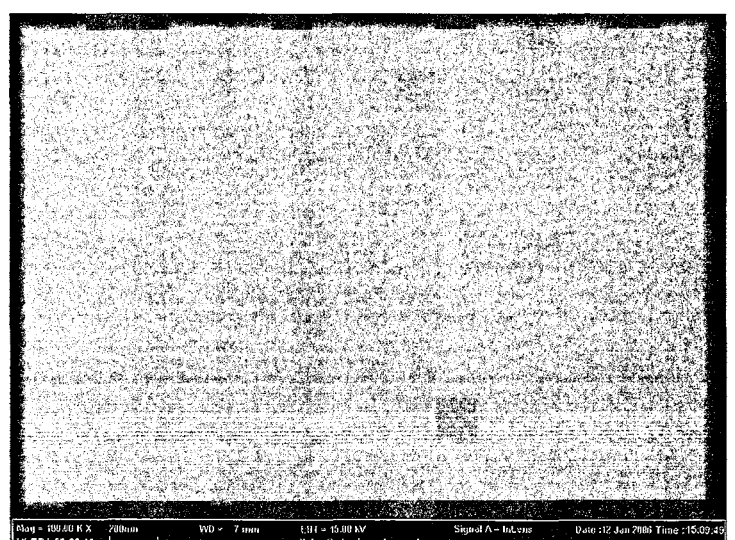
(a)



(b)



(c)



(d)

**Figure 3-34 : Image MEB des cristaux photoniques constitués par un réseau de piliers de Silicium dans un SOI après dépôt de SRO : Er.**

**Les images (a) et (b) montrent des échantillons après un dépôts d 400 nm de SRO :Er ce qui correspond à la hauteur de piliers.**

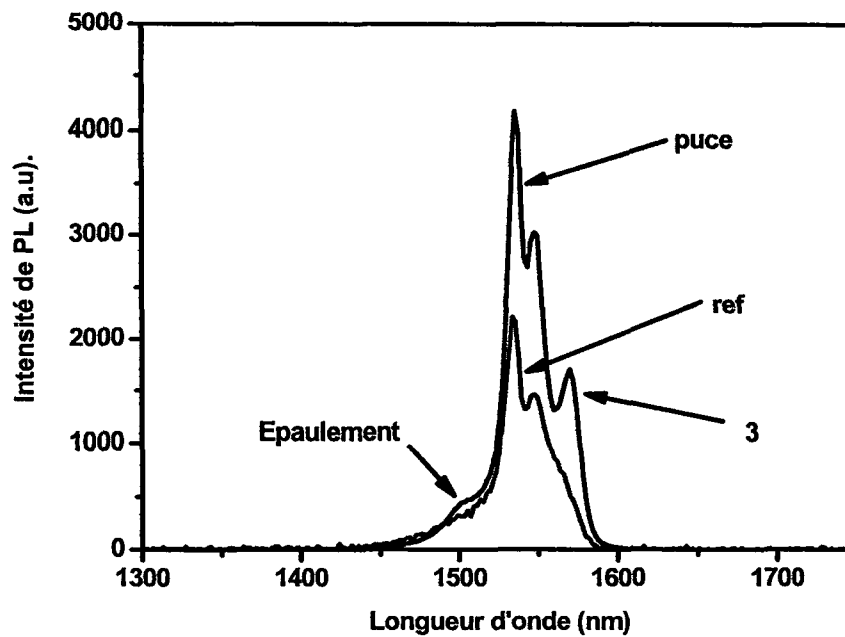
**Les images (c) et (d) correspondent à un dépôt de 800 nm.**

Ces images montrent que, lors du dépôt du SRO : Er, celui-ci s'accumule sur les piliers de silicium et forme comme un toit qui empêche de remplir les espaces entre les piliers. Nous avons déposé une épaisseur plus importante afin d'essayer de noyer complètement le cristal photonique mais le dépôt continue à être conforme à cette structure bosselée. On remarque quand même que ces bosses semblent s'atténuer avec l'épaisseur. Il est cependant inutile d'étaler plus de SRO : Er sur le cristal car ce dernier perd alors tout impact sur le signal de luminescence. Il n'y a plus de couplage.

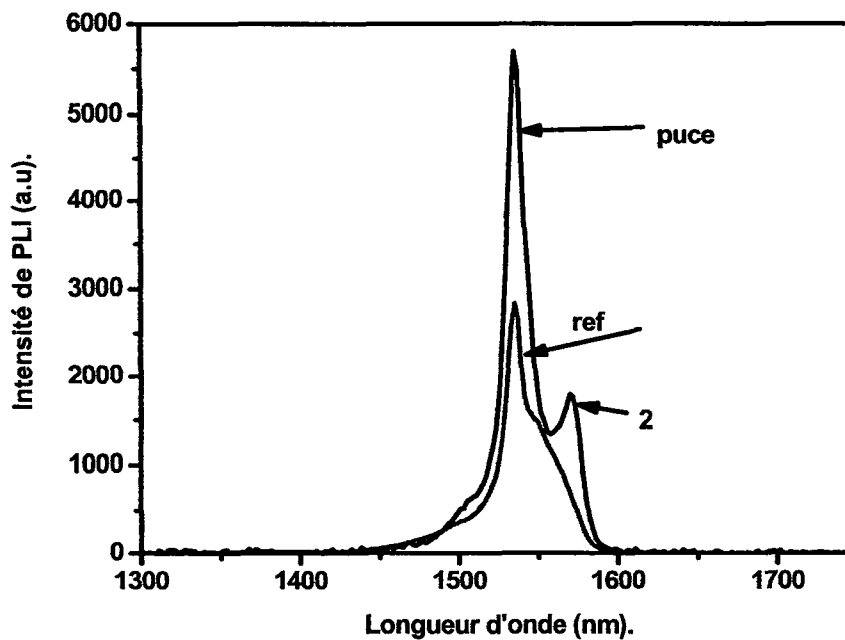
❖ Spectres de photoluminescence.

En suivant le protocole de dépôt décrit ci-dessus nous avons réussi à coupler l'émission du SRO : Er avec des modes de cristaux photoniques. Les échantillons sont caractérisés en micro-photoluminescence. La figure 3-35 ci-dessous montre le spectre de photoluminescence obtenu à température ambiante dans la direction normale au plan de l'échantillon pour un dépôt de 400 nm de SRO : Er. La figure (a) correspond à cristal photonique de paramètre de maille 900 nm et de trous de rayon 360 nm et la figure (b), quant à elle, à cristal de maille 890 nm, de trous de rayon 355 nm.

La figure 3-35-(a) donne la comparaison entre le spectre de la puce du cristal et celui enregistré pour une zone sans cristal photonique. On note l'apparition d'un troisième pic (indexé 3 sur la figure) vers les hautes longueurs d'onde que l'on ne trouve pas dans le spectre de référence ainsi qu'un épaulement dans la partie basse longueur d'onde du spectre de la puce. L'intensité extraite augmente aussi d'un facteur 2. De même pour la figure 3-35-(b) on observe un changement entre le spectre de la puce et de la référence. Un deuxième pic dans les hautes longueurs d'onde (indexé 2 sur la figure) apparaît dans le spectre du cristal photonique. On retrouve aussi l'épaulement de l'échantillon précédent dans les basses longueurs d'onde. L'intensité extraite augmente d'un facteur 2 environ. Comme précédemment ces pics indiquent un couplage du SRO : Er avec des modes du cristal photonique.



(a)



(b)

**Figure 3-35 : Spectres de photoluminescence de deux échantillons de piliers de Si organisés suivant une maille triangulaire dans un SOI de 400 nm de Si.**  
La figure (a) correspond à une maille triangulaire de période 900 nm et les trous ont un rayon de 360 nm.  
La figure (b) correspond à une maille triangulaire de période 890 nm et les trous ont un rayon de 355 nm.

Ces modifications de l'allure spectrale ainsi que cette augmentation de l'intensité extraite indiquent un couplage entre le SRO : Er et les modes du cristal photonique.

Nos outils de calculs de diagramme de bandes ne nous permettent pas de modéliser de telles structures et un calcul tridimensionnel est nécessaire pour obtenir une structure de bande. Lors du dépôt du SRO : Er sur le cristal photonique il se forme comme un réseau de billes de SRO : Er ressemblant grandement à des structures en opales. Un modèle possible de simulation numérique tridimensionnel serait un réseau de billes d'indice optique de 1.5 dans de l'air.

Les difficultés de tels échantillons restent celles du dépôt du SRO : Er entre les piliers. Une solution pour obtenir un remplissage plus homogène est de faire le dépôt par CVD. On peut aussi envisager, pour se débarrasser des irrégularités, de déposer une couche importante de SRO : Er puis de polir ce qui est en excès.

Le couplage de SRO : Er avec un cristal photonique de piliers de silicium sur SOI apparaît comme une possibilité intéressante pour intégrer une source à  $1.5\ \mu\text{m}$  sur Silicium. Un tel couplage a donné d'excellents résultats pour des microdisques de Silicium [127].

### **III.4.Conclusion.**

Nous avons étudié au cours de ce chapitre les propriétés optiques de cristaux photoniques bidimensionnels intégrés sur substrat SOI. En exploitant la possibilité qu'offrent ces cristaux bidimensionnels de pouvoir moduler le diagramme de dispersion de la matière, nous avons réussi à structurer le continuum des modes optiques. Des lors, en utilisant différentes géométries de cristaux photoniques, nous avons pu coupler l'émission radiative d'émetteurs optiques intégrés au SOI avec des modes optiques particuliers. Ce couplage a permis une nette augmentation du signal de luminescence ainsi qu'une structuration des spectres d'émission.

En utilisant comme émetteur optique le silicium du SOI, nous avons enregistré des augmentations de l'ordre de 20 pour des microcavités à cristaux photoniques, de 75 pour une structure utilisant la bande interdite photonique et un mode lent et de 175 pour une matrice de damiers de silicium sur SOI organisés pour former un cristal photonique à modes lents. Ces effets remarquables proviennent d'une part d'une forte augmentation de l'extraction d'une redistribution angulaire de l'intensité. Pour le cas des damiers le confinement spatial des porteurs contribue aussi notablement à cette augmentation.

Dans un deuxième temps nous avons commencé à étudier l'extension des couplages précédents à des émetteurs à  $1.5\ \mu\text{m}$ . Les résultats obtenus par implantation ionique d'erbium ou par dépôts de SRO mettent en évidence une augmentation de l'intensité de photoluminescence.

Les résultats précédents montrent que l'utilisation de cristaux photoniques dans le but de fabriquer une source de lumière à base de silicium est une option intéressante. Une telle source serait extrêmement utile pour une future photonique sur silicium.





## **Chapitre 4 : Couplage de cristaux photoniques.**

Dans ce chapitre nous aborderons le problème du couplage de cristaux photoniques bidimensionnels avec des cristaux photoniques unidimensionnels (miroirs de Bragg). Nous verrons comment le fait d'associer un cristal photonique 2D avec un miroir de Bragg permet de jouer sur les propriétés de la lumière émise. Dans un premier temps nous présenterons la problématique d'une telle association et les paramètres physiques dont elle dépend. Ensuite nous décrirons la mise au point d'un montage spécifique permettant de caractériser la réponse optique d'un dispositif 1D+2D. Enfin nous détaillerons et commenterons les résultats obtenus avec un tel couplage.

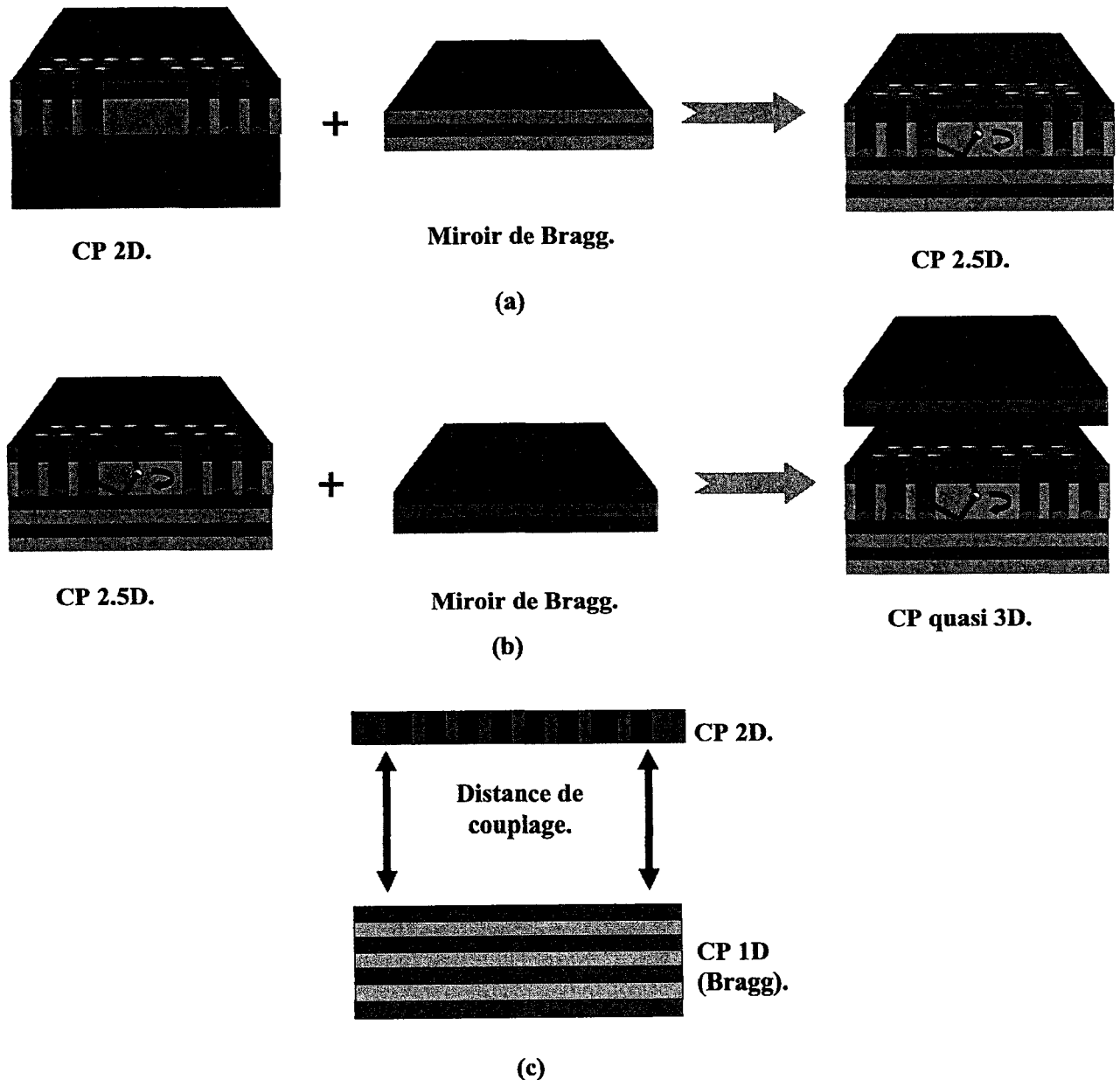
### **IV.1.Principe de l'association d'un cristal photonique bidimensionnel avec un miroir de Bragg.**

#### **IV.1.a.Problématique.**

Après avoir vu comment des cristaux photoniques bidimensionnels permettent d'améliorer les propriétés d'émission optique d'un film de SOI, une des idées qui vient à l'esprit est de placer un miroir sous l'émetteur afin de limiter les pertes dans le substrat. La conjugaison de ces deux composants à cristaux photoniques doit permettre d'augmenter le signal de photoluminescence. On peut espérer aussi améliorer d'autres propriétés comme le facteur de qualité. Se pose alors la question de savoir de quels paramètres dépend ce couplage entre cristaux photoniques bidimensionnels et unidimensionnels. La distance entre le miroir de Bragg et le cristal photonique apparaît comme un de ces paramètres. À cause des interférences entre les ondes réfléchies la distance Bragg-CP doit influencer l'intensité extraite. De plus, comme nous l'avons vu dans les chapitres III et IV, l'extraction de lumière dépend du couplage entre les modes du cristal et le continuum radiatif. Or le fait d'introduire un miroir de Bragg modifie ce continuum et par conséquent la façon dont les modes du cristal photonique se couplent à celui-ci. Il est alors intéressant de savoir comment et dans quelle mesure cette distance joue sur le couplage entre un Bragg et un cristal photonique. C'est ce à quoi nous nous sommes intéressés dans ce chapitre.

L'étape suivante est de recouvrir un tel ensemble par un autre miroir et obtenir une sorte de boîte optique permettant de piéger totalement les photons. Certes les cristaux photoniques

tridimensionnels permettent un tel confinement mais leur fabrication reste difficile. La voie consistant à associer deux miroirs de Bragg et un cristal photonique est une alternative intéressante à la réalisation de structure 3D. La figure 4-1 schématise ce type de composant associant cristaux photoniques bidimensionnels et miroirs de Bragg (cristaux 1D).



**Figure 4-1 : Schéma de l'association de cristaux photonique 1D et 2D**

**(a) structure 2.5D.**

**(b) structure quasi 3D.**

**(c) La distance de couplage entre les cristaux 1D et 2D est un des paramètres clefs de telles associations.**

### IV.1.b.Rappels sur le miroir de Bragg.

Les miroirs de Bragg sont des composants optiques bien connus [128] et largement utilisés en optoélectronique depuis leur fabrication au début des années 1990 à partir de semi-conducteurs. Ils fonctionnent par réflexion de Bragg et sont constitués par une alternance de deux couches de matériau d'indice optique différent. Cette modulation de la constante diélectrique suivant une direction de l'espace (la direction de l'empilement) fait que l'on peut qualifier les miroirs de Bragg de cristal photonique unidimensionnel (CP1D). Un des avantages de tels miroirs est de pouvoir accorder leur plage de réflectivité en fonction de l'épaisseur de la couche. On peut ainsi obtenir des composants ayant une réflectivité de quasiment 100% dans le proche infrarouge mais parfaitement transparent pour les longueurs d'onde visibles ou UV en tenant compte de l'absorption des matériaux.

Comme le montre la figure 4-2 une onde électromagnétique, se propageant dans une succession de couches d'indice optique différents, subie une réflexion à chaque interface. Cette réflexion s'accompagne d'un déphasage de  $\pi$  lorsque l'onde arrive du milieu de faible indice sur le milieu de fort indice et d'aucun dans le cas contraire. Quand l'épaisseur optique des alternances est  $\lambda/2$ , les ondes réfléchies par les interfaces 1, 3, 5... sont en phases et interfèrent constructivement. Ceci aboutit à une réflexion de 100% si le nombre d'alternances est infini (la décroissance du champ étant exponentiel en fonction de la profondeur de pénétration de l'onde). Si on considère le cas où l'épaisseur optique de chaque couche est  $\lambda/4$  (lame quart d'onde) on constate que les ondes réfléchies par toutes les interfaces (1, 2, 3, 4, ...) sont en phases.

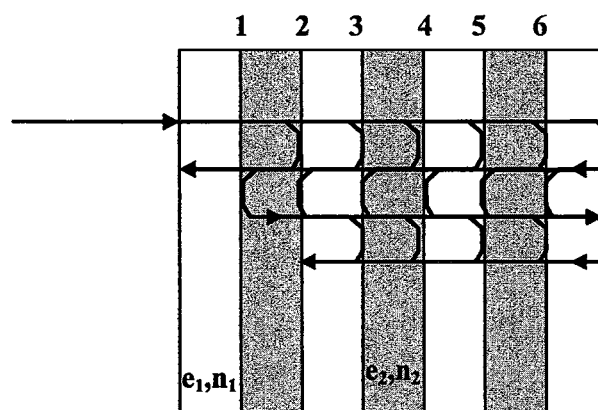


Figure 4-2 : Illustration de la propagation d'une onde dans un milieu de Bragg.

Le champ électrique adopte aussi une répartition particulière dans ce type d'architecture. Du fait des interférences à ondes multiples et du déphasage de  $\pi$  introduit suivant la réflexion

aux interfaces (milieu d'indice faible vers fort), des ventres de champs sont aux interfaces entre le milieu de fort indice et celui de faible indice et des nœuds dans l'autre cas (fig 4-3).

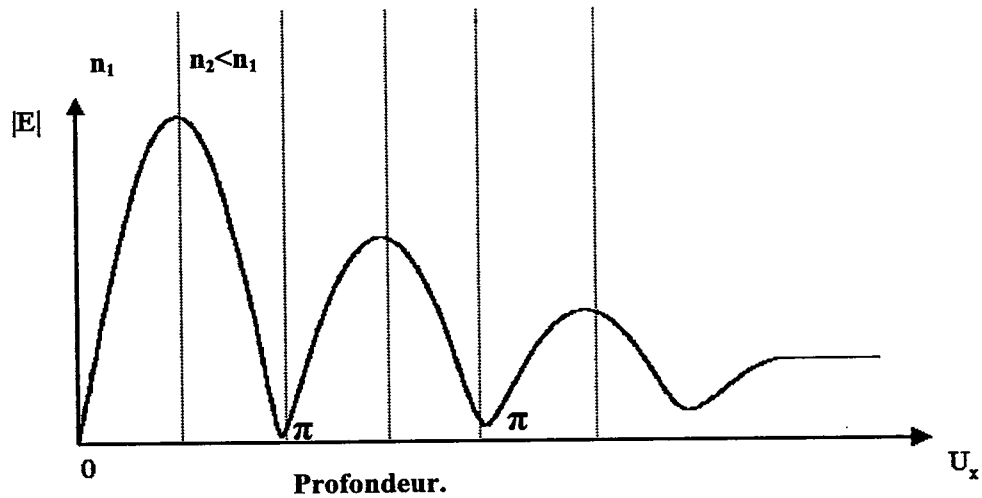


Figure 4-3 : Répartition du champ dans un miroir de Bragg.

La bande de réflectivité est du point de vue photonique une bande interdite car elle prohibe la propagation des ondes de cette bande d'énergie. Un calcul par la méthode des ondes planes du diagramme de bande d'un empilement de Bragg fait apparaître des bandes interdites. La figure 4-4 montre le diagramme de bande d'un miroir de Bragg constitué par une alternance de couches de Si et de SiO<sub>2</sub> quart d'onde à 1.15  $\mu\text{m}$ . On observe sur ce diagramme deux bandes interdites. La première correspond aux interférences du premier harmonique ( $\lambda_{\text{reflex}}$ ) et la seconde au deuxième harmonique.

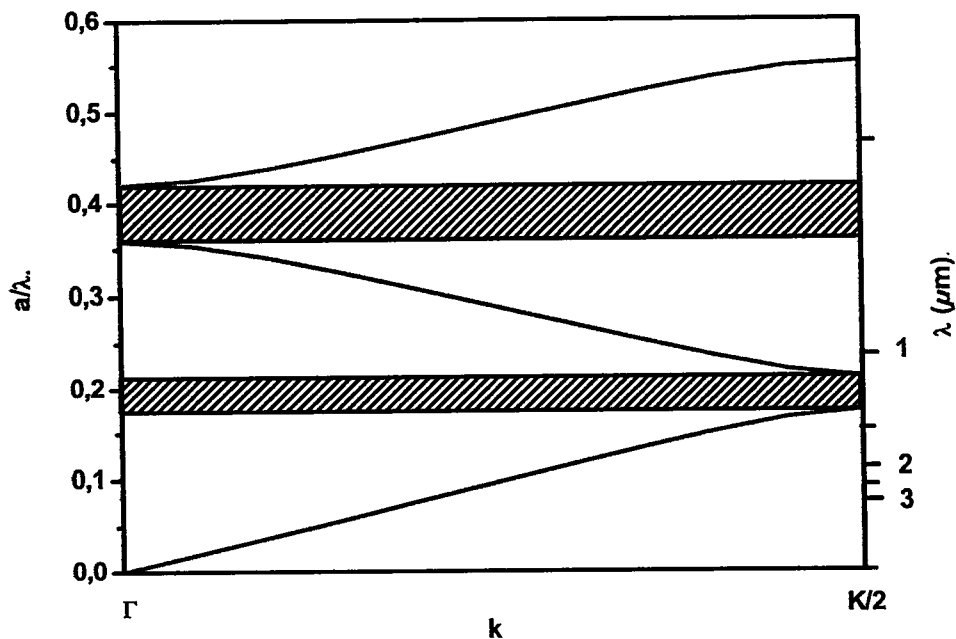


Figure 4-4 : Diagramme de bande d'un miroir de Bragg. Les parties grisées sont les bandes interdites photoniques. La deuxième bande correspond aux interférences du deuxième harmonique.

## **IV.2.Montage et éléments nécessaires à la caractérisation expérimentale.**

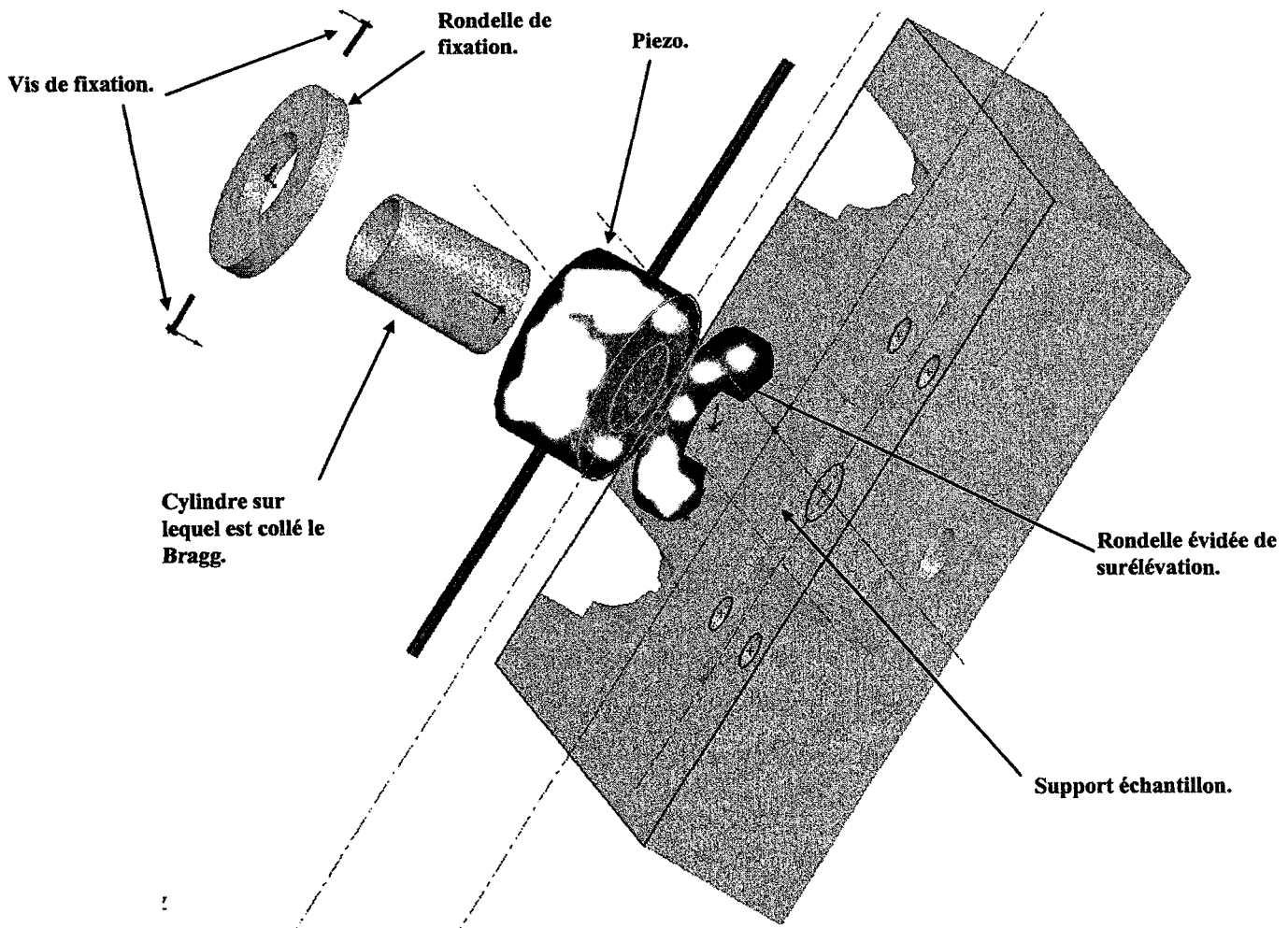
Afin de pouvoir étudier expérimentalement le rôle de la distance de couplage entre un miroir de Bragg et un cristal photonique bidimensionnel nous avons mis au point un montage permettant d'écarter le miroir ou le CP.

### **IV.2.a. Montage de mesure optique.**

Un des paramètres importants du couplage entre un cristal photonique et un miroir de Bragg est la distance séparant ces deux éléments. De récentes études montrent que, si cette distance est bien accordée, elle permet de modifier les propriétés du cristal photonique et notamment d'améliorer de façon conséquente le facteur de qualité  $Q$  [129-130]. Néanmoins dans ces travaux les mesures n'ont été effectuées que pour une distance fixée entre le Bragg et le cristal photonique et elles ne se rapportent qu'au facteur de qualité. On peut alors se demander ce qu'il se passe pour d'autres espacements entre le cristal et le Bragg. Il serait aussi intéressant de voir si ce déplacement ne permet pas de moduler d'autres propriétés comme l'extraction lumineuse. La difficulté est double ici : d'une part il faut pouvoir moduler la distance entre le Bragg et le cristal à l'échelle de la longueur d'onde et d'autre part il faut pouvoir exciter localement l'échantillon et enregistrer localement sa réponse. Ceci nécessite d'intégrer tout un montage de déplacement micrométrique sur le banc de micro-photoluminescence.

Le dispositif développé ici est basé sur l'utilisation d'un actionneur piezo-électrique assurant le déplacement entre le miroir de Bragg et le cristal photonique. Ces actionneurs piezo-électriques sont particulièrement bien adaptés lorsque l'on désire obtenir des déplacements de l'ordre de quelques centaines de nanomètres de façon maîtrisée et contrôlable. En effet, grâce à la tension de pilotage du piezo on peut moduler de façon très précise son extension ou sa contraction. De plus ceux-ci offrent de nombreuses géométries qui facilitent leur intégration au sein de montages existants. Nous en avons choisi un en forme d'anneau. Par cette zone creuse la surface de l'échantillon est en accès libre. Ceci permet d'exciter et de collecter le signal ainsi que d'observer la surface de l'échantillon pour régler l'excitation et la collection. De plus, ces éléments piezo-électriques ont des dimensions très faibles et donc occupent relativement peu de place. Ils s'intègrent ainsi facilement sous l'objectif Cassegrain de collection/excitation.

Le schéma de la figure 4-5 ci-dessous montre le montage piezo-électrique que nous avons réalisé. Les éléments autres que l'actionneur piezo assurent le maintien et le bridage pour obtenir un déplacement vertical du miroir.



**Figure 4-5 : Schéma du dispositif piezo-électrique pour le balayage de l'espace d'air entre la surface du cristal photonique et le miroir de Bragg.**

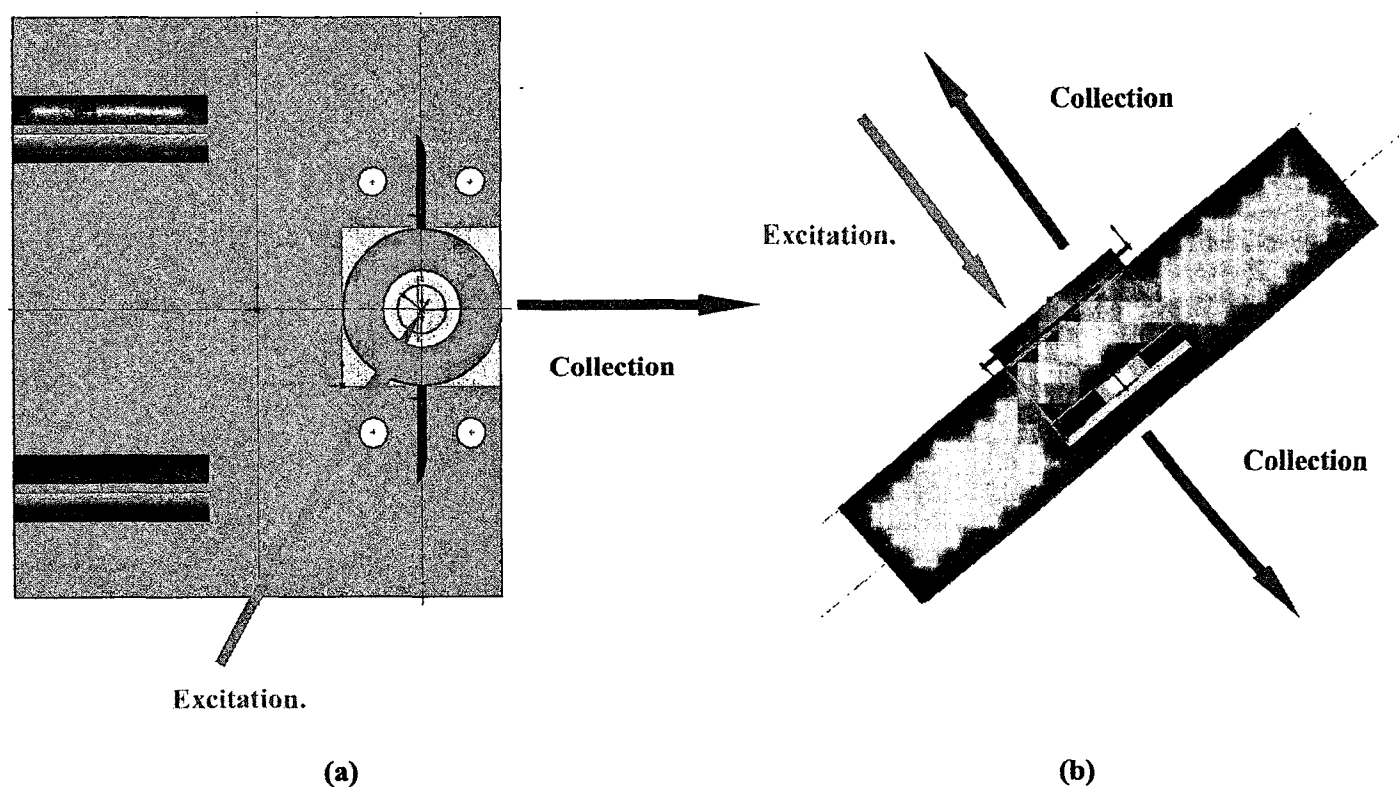
Le fonctionnement du dispositif est le suivant. L'échantillon est fixe et est collé sur le support échantillon de sorte à être au centre de l'anneau du piezo. Le support est une lame de quartz permettant de collecter le signal de photoluminescence émis par en dessous. La rondelle évidée de surélévation entoure l'échantillon et surélève le piezo pour avoir un accès

optique à la tranche à l'échantillon. Cette ouverture permet une observation de la tranche de l'échantillon ou éventuellement une collection du signal de PL émis dans cette direction. Ensuite vient la pièce piezo électrique qui va assurer le déplacement du miroir par l'intermédiaire du cylindre. Ce cylindre est en aluminium et a un diamètre légèrement inférieur au diamètre intérieur de l'anneau piezo. Ainsi il peut glisser librement dans l'anneau piezo-électrique. Une des extrémités du cylindre possède un rebord intérieur sur lequel viendra se coller le miroir de Bragg. Ce cylindre étant plus haut que le piezo, il dépasse légèrement lorsque le miroir et l'échantillon sont en contact. On fixe alors la rondelle de fixation, grâce aux deux vis, sur cette partie émergente pour qu'elle repose sur le piezo. Par conséquent lorsque l'actionneur piezo-électrique se dilate il pousse vers le haut la rondelle qui entraîne avec elle le cylindre et écarte ainsi le miroir de l'échantillon. Cette rondelle est de même diamètre que le cylindre et ces deux pièces se solidarisent bien l'une avec l'autre. La toile du cylindre doit être la plus fine possible afin d'avoir le champ de collection maximum.

Le miroir de Bragg est déposé sur un disque de quartz de diamètre légèrement plus petit que celui du cylindre et est collé à une de ses extrémités.

La principale contrainte de ce montage est de pouvoir s'intégrer sous la tête de l'objectif du banc de micro-photoluminescence. Nous avons pris comme objectif, un Cassegrain achromatique de grossissement X15 à cause de sa distance de travail de 15 mm. Celle ci nous accorde une marge suffisante pour intégrer le dispositif piezo-électrique tout en nous permettant de sonder des zones de l'ordre de la dizaine de micromètres. Cet objectif est moins ouvert que le X25 et donc le signal collecté est moins coupé par le cylindre ;

La figure 4-6 suivante schématise les possibilités d'excitation et de collection pour un échantillon placé dans ce dispositif piezo-électrique.



**Figure 4-6 : Schéma du mode d'excitation et de collection d'un échantillon placé dans le montage piezo.**  
(a) : Vue de dessus.  
(b) : Vue par la tranche.

L'excitation de l'échantillon se fait comme dans les parties précédentes en focalisant un faisceau UV sur la surface du cristal photonique.

La collection peut se faire par dessus, par dessous où éventuellement par la tranche. La collection par dessus se réalise de la même manière que celle décrite au paragraphe II.2. Le signal optique émis par l'échantillon est collecté par l'objectif Cassegrain et est ensuite envoyé, via une fibre, vers le spectromètre et la CCD pour être analysé et détecté.

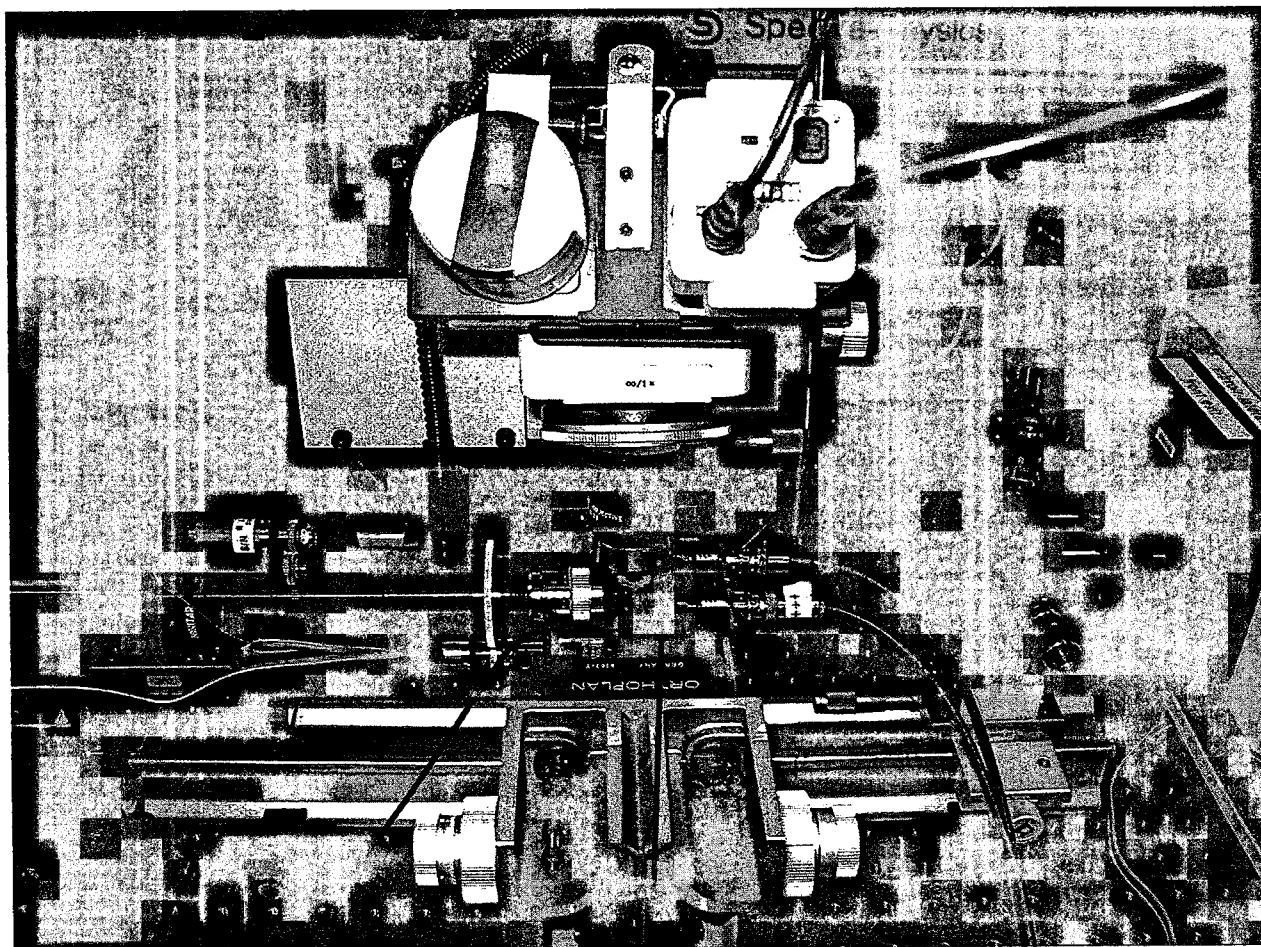
La collection par la tranche est celle décrite au paragraphe II.2.C. Le signal est collecté par un objectif IR qui le focalise sur une des fentes d'entrée du spectromètre.

La collection par dessous se fait par l'intermédiaire d'une lentille pour l'injection de lumière dans une fibre optique. Ce dispositif consiste en une lentille et un connecteur pour fibre intégrés dans un petit cylindre de métal (voir les photos de la figure 4-7-(e)). Ce montage optique fonctionne pour la conjugaison infini-foyer. Le cylindre de support est



légèrement fileté afin que ce système puisse être vissé dans la plaque supportant tout l'ensemble du montage piézo et qu'il se trouve juste en dessous de l'échantillon. Nous pouvons de cette façon aussi régler la distance entre la lentille et l'échantillon pour collecter le maximum de signal. La focale de la lentille est de 15 mm et celle-ci fonctionne pour la plage de longueurs d'onde [1050 nm-1550 nm]. Cet intervalle englobe les longueurs d'ondes émises par nos échantillons. Son ouverture numérique vaut 0.25 et assure une bonne collection du flux lumineux.

Les photos de la figure 4-7 montrent comment le montage piezo s'intègre dans le banc de micro-photoluminescence ainsi que ses éléments. La figure 4-7-(a) est une vue générale de l'ensemble du banc de micro-photoluminescence avec la pièce piezo-électrique. Les images 4-7-(b) et 4-7(c) sont des zooms du montage piézo assemblé sur le banc de micro-photoluminescence. On peut y voir notamment l'objectif de collection-excitation. La photo 4-7-(d) expose l'agencement du montage vu de dessous. Au premier plan est le montage à lentille avec connecteur pour fibre de collection ainsi que la fibre le reliant au spectromètre. La figure 4-7-(e) montre la pièce piezo électrique avec ces différents éléments. On y voit le cylindre avec son miroir de Bragg collé, la rondelle de fixation avec ses deux vis, le dispositif à lentille pour la collection par dessous et l'anneau piezo-électrique.

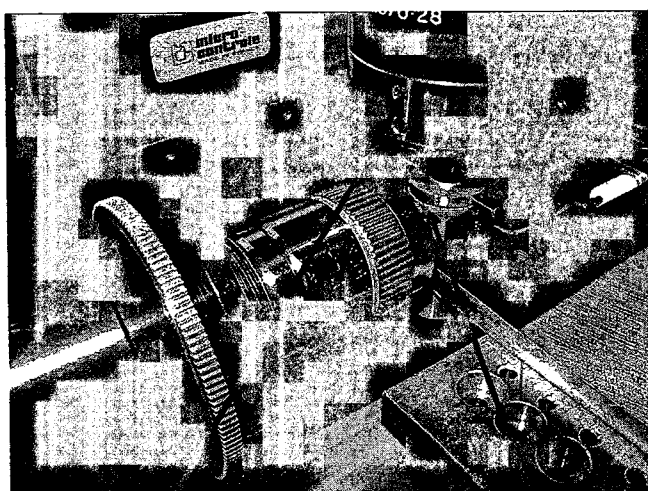


Objectif de  
contrôle.

Montage piezo.

Objectif de  
collection/excitation.

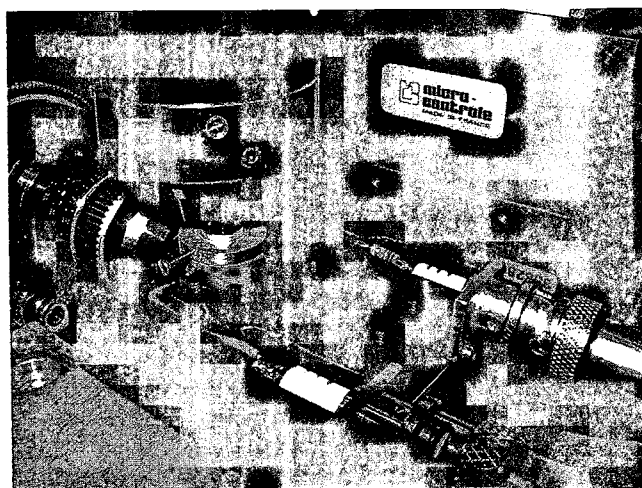
(a)



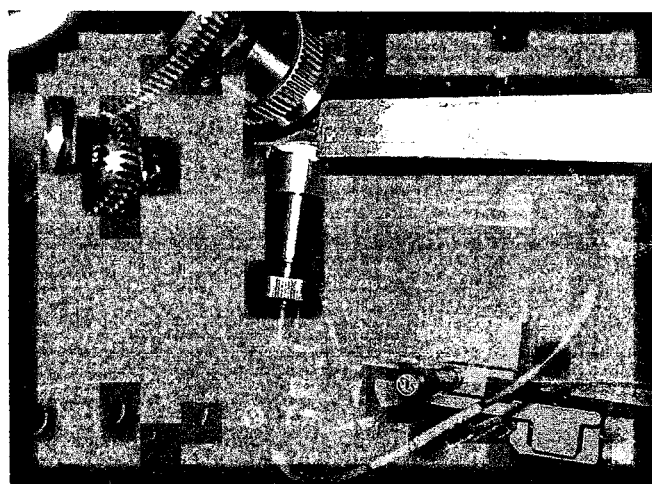
Objectif de  
collection/excitation.

Piezo.

(b)

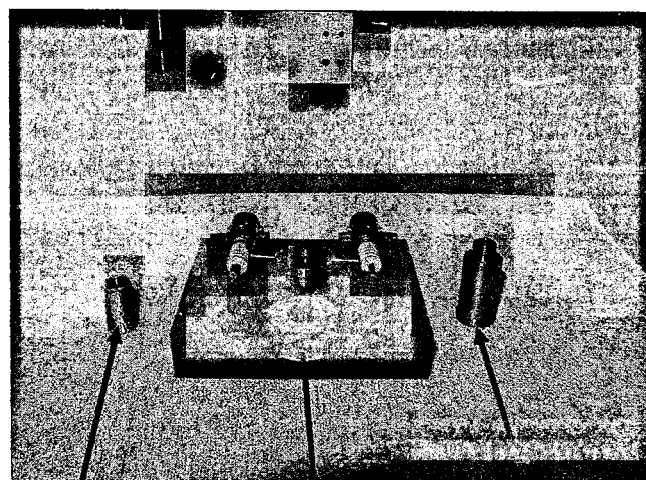


(c)



Système de collection  
par le dessous.

(d)



Ensemble  
Bragg+cylindre

Piezo.

Système de  
collection par le  
dessous.

(e)

**Figure 4-7 : Photos du montage piezo.**

(a) : Vue du montage piezo intégré dans le banc de micro-photoluminescence.

(b) et (c) : Vue d'ensemble.

(d) : Vue de dessous.

(e) : Vue des différents éléments.

L'objectif de contrôle permet de s'assurer du déplacement du cylindre lorsque le piezo se dilate. Cet objectif est un objectif X50 à grande distance frontale. Il est associé à un ultra-zoom qui permet de grandir jusqu'à 160 fois. Cet ensemble est couplé, via une CCD, à un écran d'observation.

Grâce à ce système de visualisation nous avons calibré le déplacement du piezo en fonction de la tension appliquée. En utilisant une mire nous avons pu étalonner l'écran de visualisation de la CCD. Le tableau ci-dessous montre les déplacements mesurés en fonction des tensions appliquées.

Tension (V).	50	100	200	500
Déplacement (nm).	250	500	1000	25000

Cet actionneur piezo permet de balayer l'espace d'air entre le miroir de Bragg et le cristal photonique sur plusieurs longueurs d'onde. Une précision de l'alimentation haute tension du piezo de 10 V donne un déplacement minimal de 50 nm.

#### **IV.2.b.Fabrication des miroirs de Bragg.**

Deux éléments clefs sont au cœur de cette étude : un cristal photonique et un miroir de Bragg. Les objectifs de celle-ci nécessitent le développement de miroirs Bragg. Ces miroirs doivent avoir une réflectivité supérieure à 90% dans l'infra rouge si on veut observer un effet du couplage entre le miroir de Bragg et le cristal photonique [130] et aussi laisser passer le faisceau laser UV d'excitation.

Nous avons choisi comme matériaux pour les couches les diélectriques  $\text{SiO}_2$  ( $n= 1.5$ ) et  $\text{Si}_3\text{N}_4$  ( $n=2$ )) car ils n'absorbent pas l'UV. Les dépôts se font par pulvérisation cathodique par plasma. Pour le  $\text{SiO}_2$  avec une puissance de 500 W et sous pression de 1mbar nous avons une vitesse de dépôt de 6.5 Å/s. Pour le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  avec une puissance de 125 W sous 1 mbar la vitesse est de 2 Å/s. Afin que les matériaux diffusent bien sur la surface de la rondelle et pour obtenir les couches les plus denses possibles (meilleur indice optique), le substrat est chauffé à 200°C. Nous avons fabriqué les miroirs dans la salle blanche Promes du DRFMC sur des disques de quartz de 7 mm de diamètre.

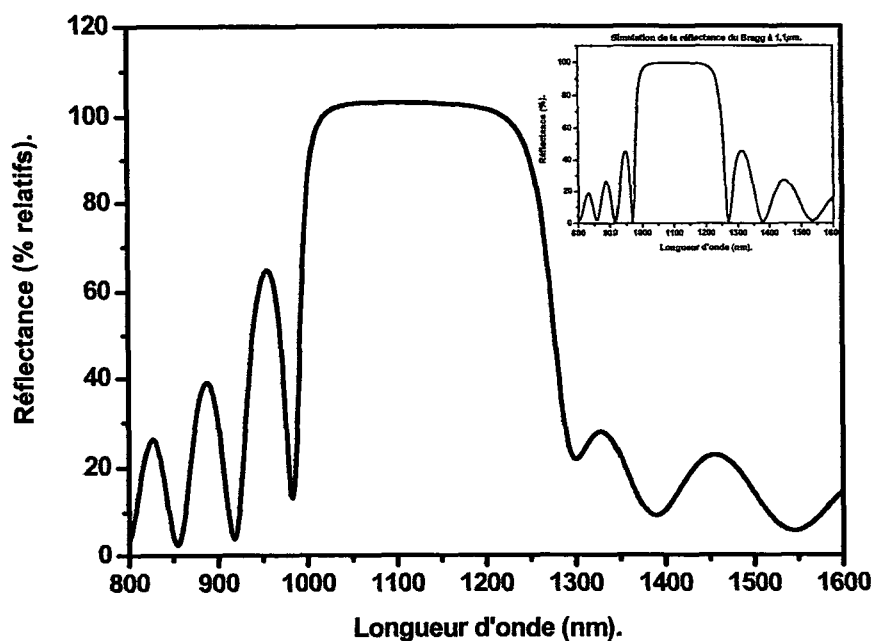
Les couches du miroir de Bragg sont  $\lambda/4$ . Nous avons fabriqué des miroirs pour deux longueurs d'onde :

- ❖ 1.1  $\mu\text{m}$  : 188 nm de  $\text{SiO}_2$  et 137 nm de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .
- ❖ 1.5  $\mu\text{m}$ . : 260 nm de  $\text{SiO}_2$  et 187 nm de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

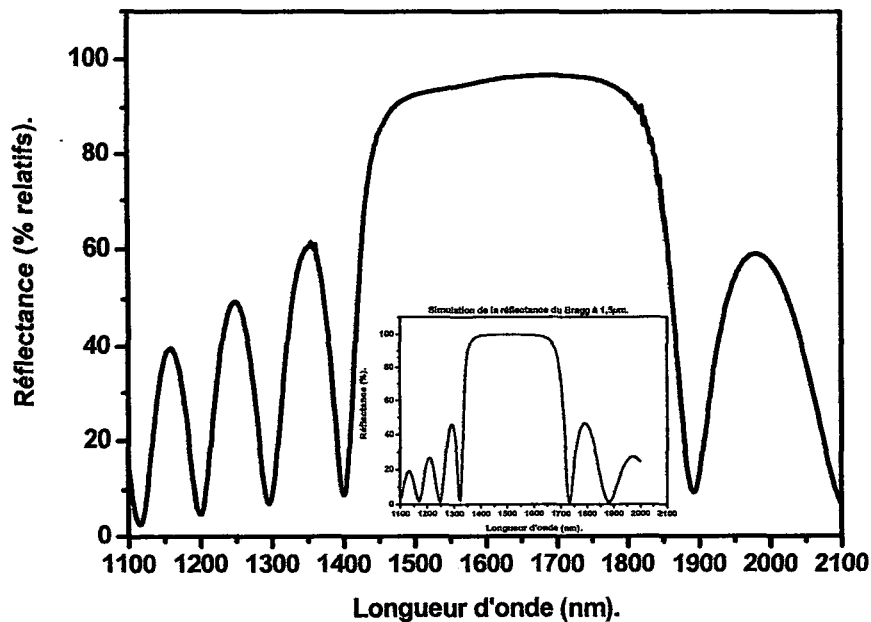
Afin d'avoir une idée du nombre de périodes à déposer pour obtenir une réflectance de 99% nous avons simulé numériquement le comportement de miroir de Bragg en  $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$  à l'aide du logiciel McLeod. Ce logiciel permet d'obtenir les courbes de réflectance de miroirs de Bragg par la méthode de la matrice de transferts décrite dans le paragraphe I.3.b.c. D'après ces calculs un empilement de 5.5 périodes nous donne une réflectance de 99%. Mais à cause de notre procédé de fabrication par pulvérisation cathodique les matériaux déposés sont moins denses que les matériaux massifs et donc possèdent des indices optiques différents de ceux de la simulation. Nous avons décidé de fabriquer des miroirs à 10.5 périodes afin d'être sûr d'avoir une réflectance supérieure à 90%. (Remarque : La dernière

couche est toujours une couche de fort indice afin que les ondes réfléchies à chaque interface soient en phase.)

Pour connaître la réflectance dans l'infrarouge nous les avons caractérisés par FTIR (Fourier Transform Infra Red). Les courbes de la figure 4-8 ci-dessous montrent les mesures de la réflectance d'un miroir à  $1.1 \mu\text{m}$  (4-8-(a)) et d'un autre à  $1.5 \mu\text{m}$  (4-8-(b)). Dans les inserts sont représentés les résultats des simulations numériques. Comme réflectance de référence nous avons pris celle d'un miroir en or. Les courbes ci-dessous nous donnent donc le niveau de signal réfléchi par le miroir de Bragg par rapport au miroir d'or. C'est pour cela que nous mesurons des réflectances supérieures à 100% pour le cas du miroir à  $1.1 \mu\text{m}$ . Les deux courbes mesurées présentent un large plateau et offrent une bonne concordance avec les simulations.



(a)



(b)

**Figure 4-8 : Spectre de réflectance des miroirs de Bragg fabriqués pour le montage piezo-électrique.**

- (a) : Cas du miroir à  $1.1 \mu\text{m}$ . L'insert est le résultat de la simulation numérique de l'empilement.
- (b) : Cas du miroir à  $1.5 \mu\text{m}$ . L'insert est le résultat de la simulation numérique de l'empilement.

Pour le cas du miroir à  $1.1 \mu\text{m}$ , les courbes mesurées et calculées ont la même allure. On note un léger décalage du plateau de réflectance vers les hautes longueurs d'onde pour la mesure de 30 nm. Ce décalage peut s'expliquer par une fluctuation des épaisseurs des couches. En effet, au cours du dépôt le plasma perd de son efficacité. Ceci change la cinétique de fabrication. Il faut remarquer que nous avons déposé beaucoup d'alternances ce qui donne, d'après les vitesses de dépôts précédentes, un temps de fabrication de l'ordre la demi-journée. Ce décalage est aussi du à la différence entre les matériaux effectivement déposés et les massifs considérés dans le calcul. Les résultats ci-dessus nous permettent néanmoins d'estimer la réflectance du miroir à  $1.1 \mu\text{m}$  à 99%.

On observe le même comportement pour le miroir à  $1.5 \mu\text{m}$ . On retrouve un décalage vers les hautes longueurs d'onde de la courbe mesurée. Celui-ci est plus important que pour le cas précédent (70 nm). On remarque aussi que le plateau de réflectance est moins plat que pour le cas de la simulation. Ceci s'explique par un temps de dépôt des couches de ce miroir plus

long que pour le miroir à 1.1  $\mu\text{m}$  (937 s pour une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  à 1.5  $\mu\text{m}$  contre 687 s à 1.1  $\mu\text{m}$ . 400 s pour une couche de  $\text{SiO}_2$  à 1.5  $\mu\text{m}$  contre 289 s à 1.1  $\mu\text{m}$ ). Les variations de cinétique de dépôts sont en conséquent plus marquées pour ce miroir. On peut estimer, en comparant la mesure et la simulation, que le coefficient de réflexion vaut 95% .

Les mesures précédentes du fait de la bande passante [0.9  $\mu\text{m}$ , 10  $\mu\text{m}$ ] du FTIR, ne nous donnent pas les pertes qu'engendre ces miroirs de Bragg face au signal d'excitation UV. En mesurant la puissance laser avant et après le miroir nous avons constaté que 1/4 du faisceau laser est transmis, les 3/4 manquant étant absorbé et réfléchi. Cette proportion transmise nous permet d'exciter suffisamment les échantillons à travers le miroir de Bragg avec le laser Ar d'excitation.

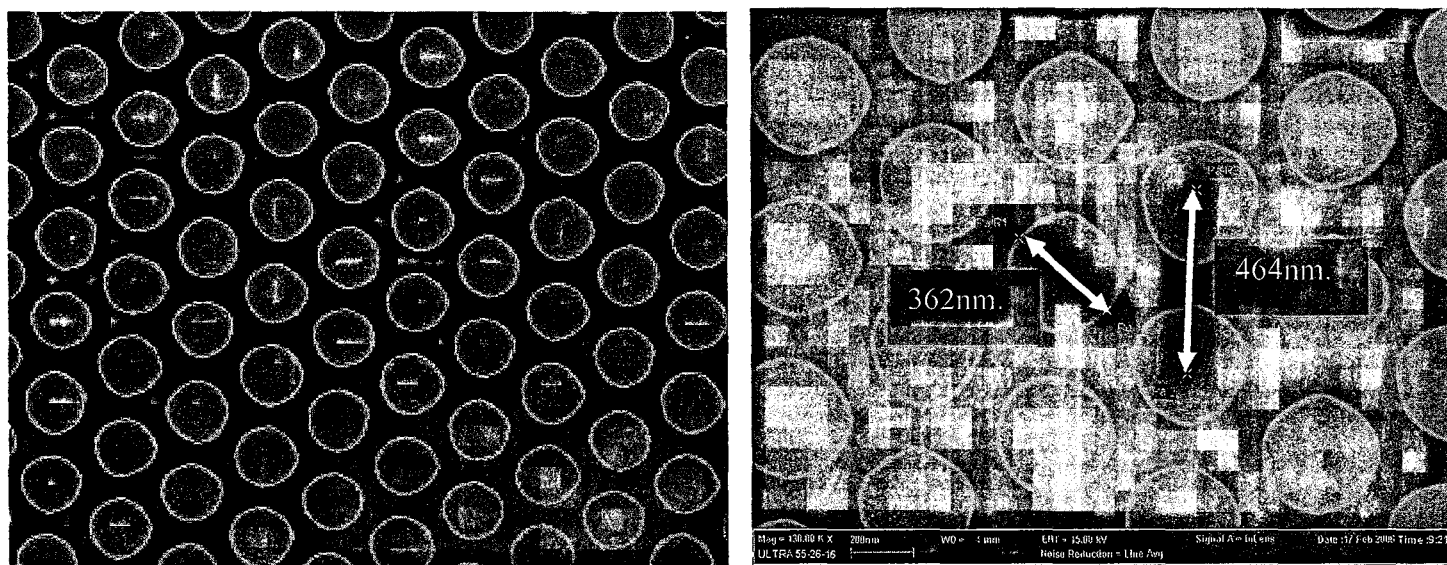
### **IV.3.Résultats expérimentaux du couplage entre un cristal photonique bidimensionnel et un miroir de Bragg.**

Dans ce paragraphe nous montrons les résultats obtenus en couplant un miroir de Bragg avec un cristal photonique bidimensionnel à l'aide du montage piezo-électrique décrit dans le paragraphe IV.1.a ci-dessus. Nous détaillons dans un premier temps la réponse d'un cristal fait d'un réseau de piliers de silicium sur SOI à un tel couplage. Dans un second temps nous nous attachons à celle de cristaux photoniques réalisés avec des semi-conducteurs III-V. Toutes les mesures sont faites à température ambiante et suivant la direction verticale.

#### **IV.3.a.Couplage entre un miroir de Bragg et un réseau de piliers de silicium sur SOI organisé en cristal photonique.**

##### ***(a) Mise au point du cristal photonique.***

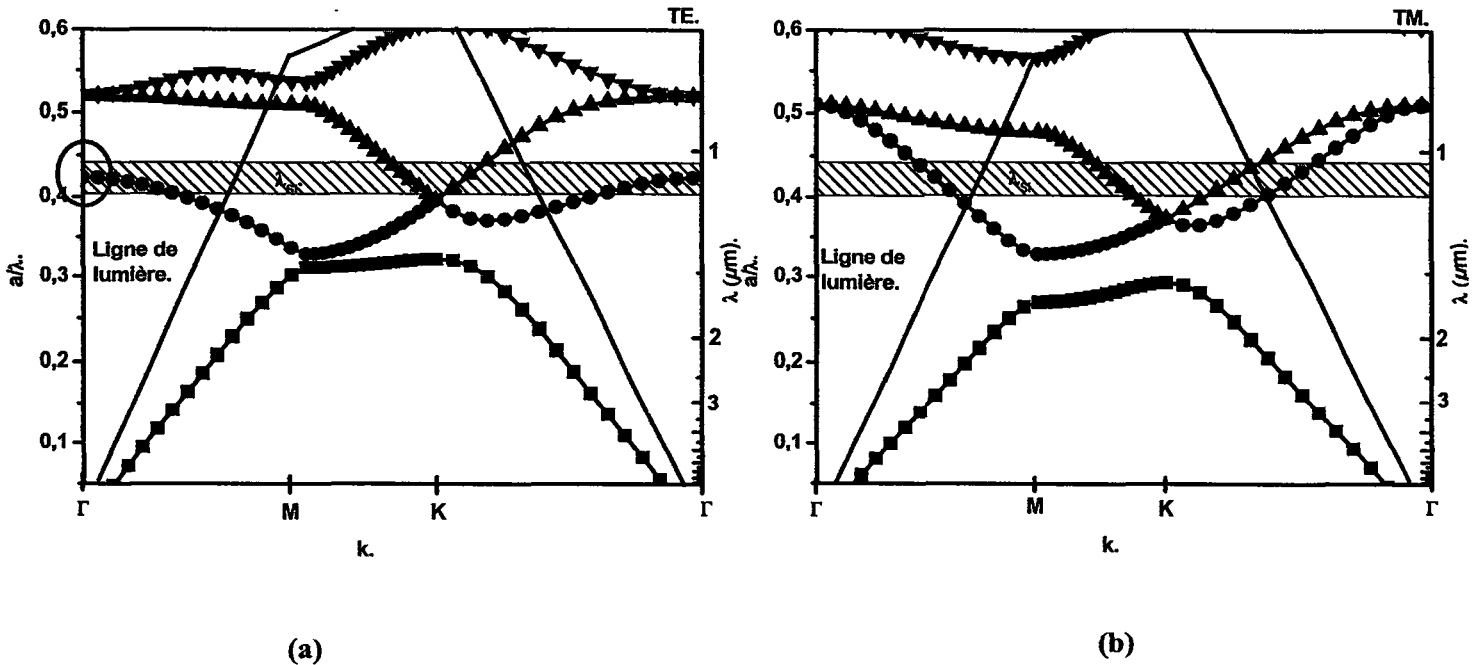
Dans cette partie nous nous sommes attachés au couplage entre un cristal photonique bidimensionnel et un miroir de Bragg. Le cristal photonique est identique au réseau de damiers du paragraphe III.2.b mais ici les motifs sont des piliers que l'on répète selon une maille triangulaire et non plus des plots carrés organisés en damiers. La figure 4-9 ci-dessous est une image en microscopie électronique à balayage de cet échantillon.



**Figure 4-9 : Image MEB de l'échantillon de réseau de piliers de silicium sur SOI.**

Comme dans le chapitre IV l'élément actif est le silicium des piliers et ceux-ci sont organisés de sorte à former un cristal photonique ayant un mode lent dans la bande d'émission du silicium. La maille, de type triangulaire, a un paramètre de 460 nm. Le diamètre des trous vaut 360 nm. Les piliers font 190 nm de haut. On a pris garde de graver jusqu'à la couche d'oxyde du SOI ainsi que de la surgraver légèrement. Ceci pour éviter toute connexion des piliers entre eux et bénéficier au mieux de l'effet de confinement électronique. La figure 4-10 montre les diagrammes de bande de ce cristal photonique. Ces structures de bande ont été calculées par la méthode des ondes planes avec l'approximation de l'indice effectif ( $n_{Si} = 2.9$  en polarisation TE et 2.4 en TM pour une hauteur de 190 nm à  $1.1 \mu m$ ).





**Figure 4-10 : Diagramme de bande TE et TM de la structure de piliers de silicium sur SOI. La méthode de calcul est celle des ondes planes avec l'approximation de l'indice effectif.**

**(a) : Diagramme de bande TE.**

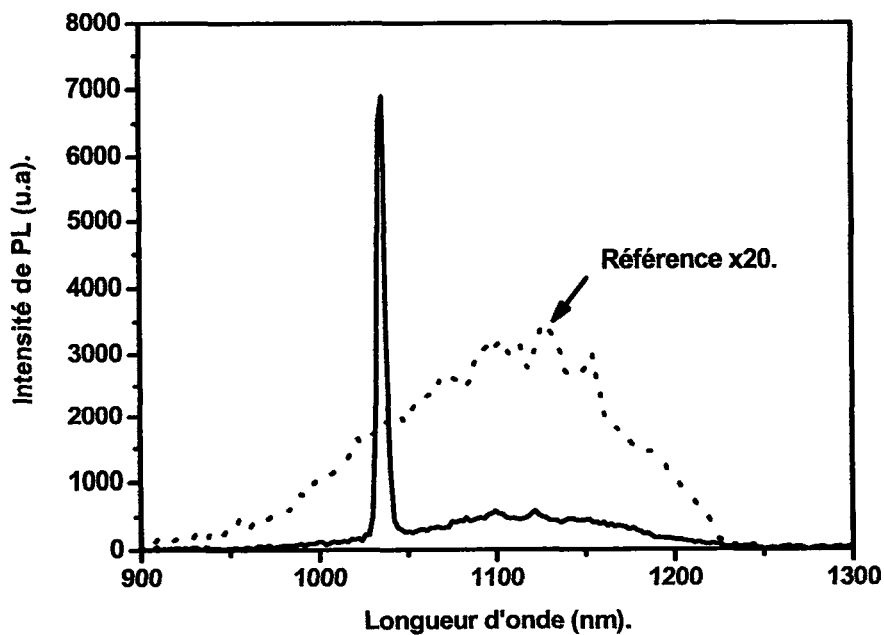
**(b) : Diagramme de bande TM.**

Le diagramme de bande de la figure 4-10-(a) nous montre qu'il y a, pour la polarisation TE, un mode lent en  $\Gamma$  auquel peut se coupler l'émission du silicium (zone entourée sur le diagramme). Celui de la figure 4-10-(b) met en évidence que les seuls modes susceptibles de se coupler aux désexcitations radiatives du silicium sont des modes présentant une forte courbure de bande et ne se situant pas au point de haute symétrie  $\Gamma$ . Le mode lent TE possède une forte densité d'états alors que les deux autres modes de la polarisation TM, du fait de leur courbure plus importante, possèdent une densité d'états beaucoup plus faible. Les paires électrons/trous transféreront plus leur énergie dans ce mode TE. Ce couplage favorisera l'extraction lumineuse et l'interaction avec le continuum radiatif.

La figure 4-11 nous montre le spectre de photoluminescence de cet échantillon (résolution de 5 nm).

Tout d'abord l'étude du signal donné par le cristal photonique montre un pic fin et intense vers les basses longueurs d'onde du spectre d'émission du silicium. Ce pic est environ 50 fois plus intense que le signal de photoluminescence du simple SOI. On remarque ensuite que ce

pic ne se situe pas au maximum de l'émission du silicium mais autour de 1045 nm. Ce léger décalage peut être dû à de faibles fluctuations des dimensions du cristal lors de sa fabrication et à un manque de précision du calcul de la structure de bande par la méthode FDTD 2D dans le cadre de l'approximation de l'indice effectif. À cause de la forte augmentation de l'intensité extraite (de l'ordre de X50) de la finesse spectrale du pic mesuré et de la structure de bande de ce cristal, le mode optique excité est un mode lent en  $\Gamma$ .



**Figure 4-11 : Spectre d'émission à température ambiante et dans la direction verticale du cristal photonique de piliers de silicium sur SOI comparé à celui d'un film de SOI de même épaisseur (pointillé).**

La figure 4-12 permet de comparer la photoluminescence du cristal avec la réflectance du miroir à  $1.1 \mu\text{m}$ . On observe que le mode optique excité se situe dans la bande de réflexion maximale du miroir de Bragg à  $1.1 \mu\text{m}$ .

Les conditions pour avoir une interaction optimale entre le miroir de Bragg et le cristal étant réunies, nous avons étudié expérimentalement les effets de l'association de ces deux composants à cristal photonique.

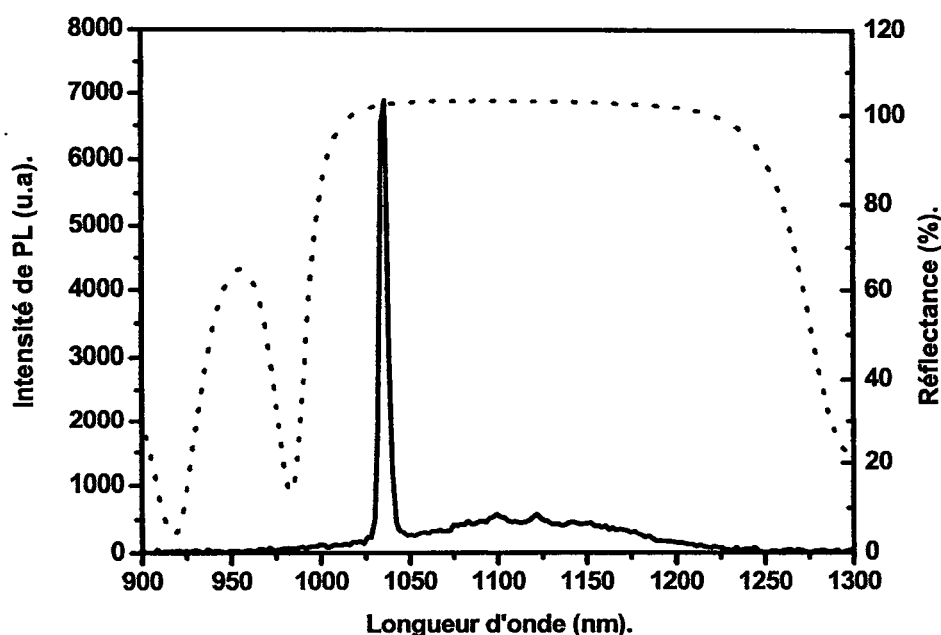
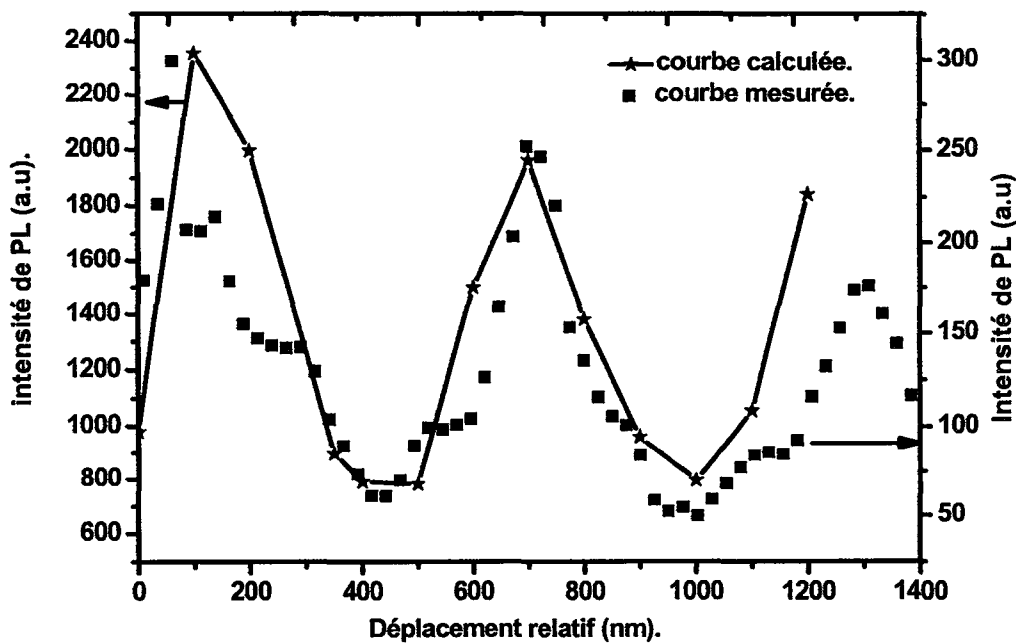


Figure 4-12 : Spectre d'émission à température ambiante dans la direction verticale du cristal photonique de piliers de silicium sur SOI ainsi que de la réflectance du miroir de Bragg à  $1.1\mu\text{m}$  (pointillé).

### (b) Résultats expérimentaux.

Le montage piezo-électrique est utilisé ici en configuration excitation/collection par dessus. L'idéal est de collecter le signal de photoluminescence par dessous puisque le miroir est au dessus de l'échantillon mais, à cause du substrat silicium aucun signal à  $1.1\mu\text{m}$  n'a été détecté dans cette direction.

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés au comportement de l'intensité lumineuse extraite en fonction de la distance de couplage entre le Bragg et le cristal photonique et dans un deuxième temps à celui du facteur de qualité. La figure 4-13 présente l'évolution de l'intensité du signal de photoluminescence en fonction de la distance relative Bragg-Cristal ainsi qu'une modélisation par FDTD 2D de l'évolution du vecteur de Poynting. Le point de distance 0 ne correspond pas à une distance Bragg-échantillon de 0 mais à l'espacement Bragg-CP initiale. En effet il reste une fine lame d'air entre le miroir de Bragg et le cristal. Pour obtenir cette courbe nous avons pris le maximum du pic du signal pour divers espacement Bragg-CP.



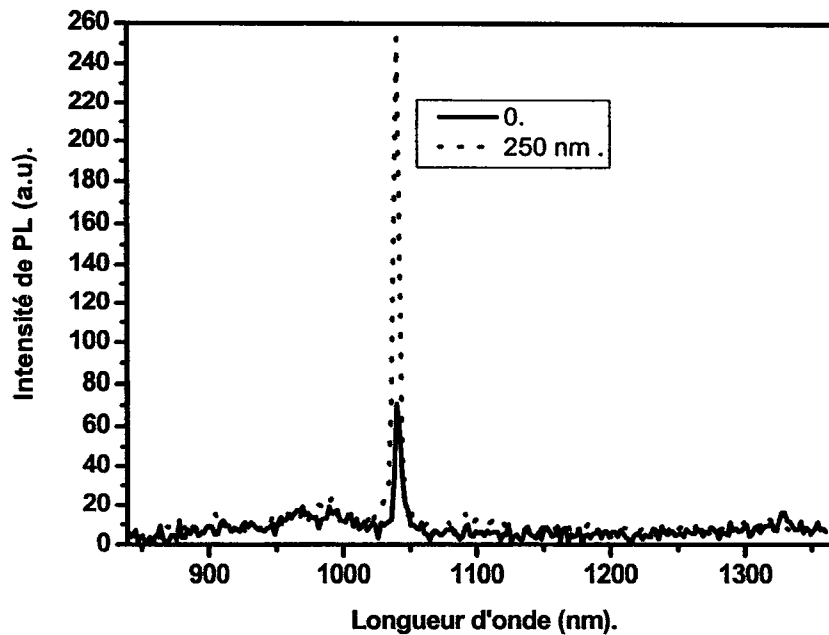
**Figure 4-13 : Variation de l'intensité extraite en fonction de la distance relative entre le miroir de Bragg et le cristal photonique. En pointillés est la courbe mesurée et en trait plein celle calculée par FDTD 2D de l'intensité du vecteur de Poynting.**

L'étude de la courbe obtenue à partir des mesures expérimentales (courbe en pointillée) montre une variation périodique de l'intensité extraite en fonction de la distance relative Bragg-CP. La période de cette modulation vaut environ 500 nm. Ramenée à la longueur d'onde du mode excité (1045 nm), celle-ci est de l'ordre de  $\lambda/2$ .

La courbe en trait plein correspond au calcul, par FDTD 2D, d'un résonateur à 1045 nm couplé à un miroir de Bragg. Elle représente l'évolution de l'intensité du vecteur de Poynting en fonction de la distance Bragg-résonateur. Elle a été obtenue en intégrant le vecteur de Poynting rayonné par l'association Bragg-résonateur pour différentes distances de couplage. Dans cette modélisation le résonateur est une cavité Fabry-Pérot résonante à 1045 nm. Une modélisation en coupe longitudinale de notre échantillon est difficile. La maille triangulaire ne possédant pas de symétrie x-y on ne peut modéliser celle-ci en 2D par des tranchées. Ce modèle nous semble se rapprocher le plus de notre cristal qui présente un mode résonnant à 1045 nm. La zone d'intégration du vecteur de Poynting reste la même entre chaque cas. Comme pour la courbe mesurée, ce calcul met en évidence une variation périodique de l'intensité de l'énergie rayonnée. La période de cette variation vaut 550 nm et on retrouve une périodicité de  $\lambda/2$ . On observe une forte concordance entre les comportements

d'extraction expérimentaux et théoriques. Le couplage d'un miroir de Bragg et d'un cristal photonique permet de moduler l'intensité de photoluminescence émise.

La figure 4-14 montre les spectres de photoluminescence enregistrés pour un minimum de l'intensité extraite, position 0, et lorsque le miroir est éloigné de 250 nm de cette position.

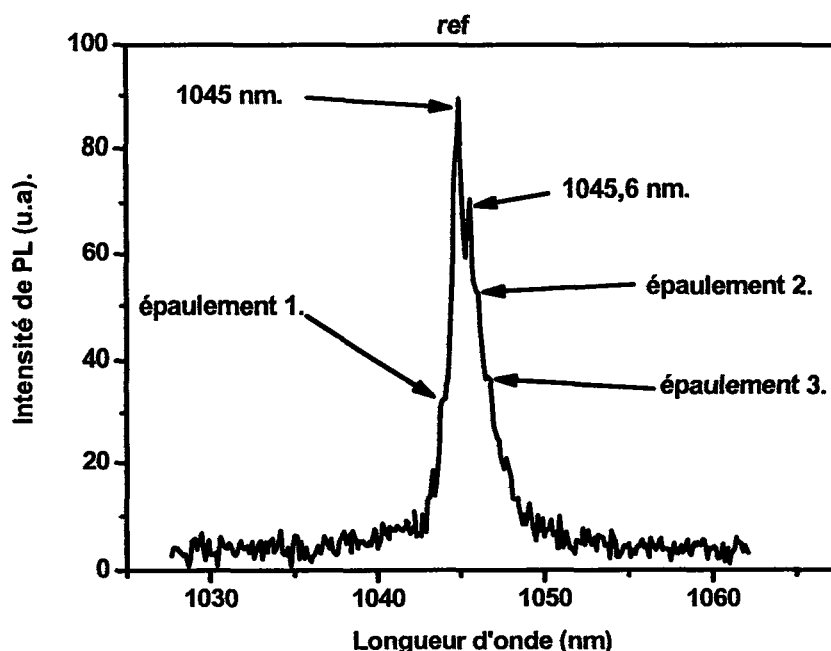


**Figure 4-14 : Spectres de photoluminescence de l'ensemble {Bragg-Miroir} pour une position 0 du Bragg, correspondant à un minimum de l'intensité extraite, et lorsque le Bragg est éloigné de 250 nm de celle-ci.**

La question suivante est de savoir si nous avons réussi à augmenter l'intensité de photoluminescence se couplant au continuum radiatif par rapport au cas du cristal seul.

Sans miroir de Bragg le maximum de l'intensité collectée vaut 1400 coups/s. Avec le miroir, à la bonne distance de couplage, ce maximum est de 250 coups/s. Or l'intensité enregistré l'est à travers le miroir de Bragg qui, d'après le paragraphe IV.1.b, réfléchit 99% de lumière à 1045 nm. On peut alors estimer que le maximum de signal se couplant au continuum radiatif vaut  $250/1\% = 25000$ . Ceci nous donne au final une augmentation de  $25000/1400 = 18$  de l'intensité se couplant au continuum radiatif. Ainsi le fait de rajouter un miroir augmente l'intensité de photoluminescence se couplant au continuum radiatif, suivant la distance séparant le cristal du miroir de Bragg.

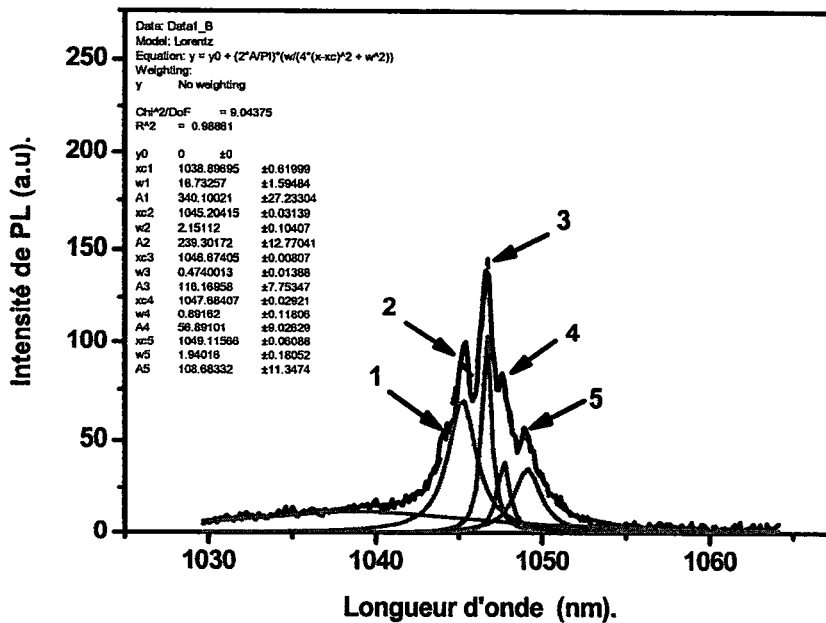
Nous avons ensuite étudié les éventuelles modifications spectrales dues au couplage Bragg-CP. Pour cela nous avons analysé la réponse spectrale en haute résolution (0.3 nm). La figure 4-15 suivante présente le spectre enregistré de l'échantillon sans miroir.



**Figure 4-15 : Spectre de photoluminescence haute résolution du cristal photonique de piliers de silicium. La mesure est faite à température ambiante et dans la direction verticale.**

Ce spectre fin montre la présence de deux pics distincts à 1045 nm et 1045.6 nm ainsi que trois épaulements. À priori nous nous attendions, d'après le diagramme de bande ci-dessus, à observer un seul pic. De légères fluctuations de la taille des piliers et de la période causées par les incertitudes de la fabrication de l'échantillon, entraînent une levée de dégénérescence suivant les directions de symétries du cristal. Ces levées de dégénérescence peuvent expliquer ces diverses contributions.

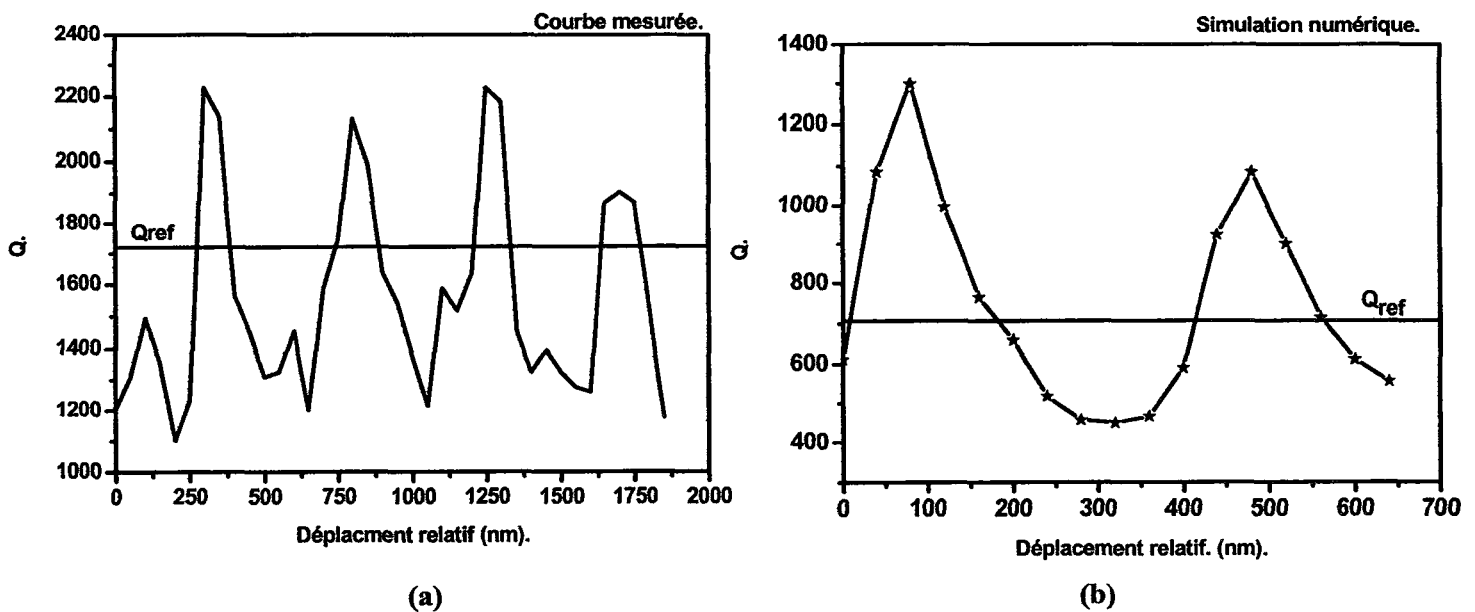
Nous nous sommes intéressés au facteur de qualité  $\lambda/\Delta\lambda$  du pic le plus intense de la structure. Ce facteur est un paramètre important car il est directement lié à la cinétique des photons. Il permet notamment de quantifier la durée de vie des photons.  $\lambda$  correspond à la longueur du pic du spectre que l'on étudie et  $\Delta\lambda$  sa largeur à mi-hauteur. La figure 4-16 suivante représente un spectre enregistré avec le miroir de Bragg. On note la présence de 5 contributions (numérotées de 1 à 5). Pour déterminer  $\Delta\lambda$  de façon précise nous avons utilisé une procédure d'ajustement par de multiple lorentziennes (communément appelée « fit ») afin de décrire la courbe expérimentale. Ceci permet de dé-convoluer les différents pics du spectre. De ces données d'ajustement on obtient  $\lambda$  et  $\Delta\lambda$  pour chaque pics. C'est en ajustant ces 5 « pics » du spectre et en prenant la largeur de la lorentzienne concordant avec le pic 3 que nous avons calculé le facteur de qualité.



**Figure 4-16 : Spectre de photoluminescence haute résolution à 300 K du réseau de piliers avec Bragg par dessus. La courbe en trait plein avec 5 pics numérotés est le spectre mesuré. Les courbes sous celle mesurée sont les ajustements multi-lorentzien des cinq « pics » de la courbe mesurée. Celle en tirets est la synthèse des 5 lorentziennes.**

La figure 4-17 présente les variations du facteur de qualité enregistrées lors du déplacement du miroir de Bragg pour le pic 3 ainsi qu'un calcul numérique par FDTD 2D du comportement de celui-ci en fonction de l'écartement du miroir de Bragg. Le même phénomène a été observé pour les autres pics.

On observe à l'étude de ces courbes, une oscillation périodique du facteur de qualité (Q) en fonction du déplacement du miroir. Cette oscillation a lieu autour de la valeur du Q du cristal seul (1718). Les mesures varient de 1100 à 2200 (fig 4-17-(a)). La distance entre les maxima 1 et 2 vaut 500 nm, celle entre le 2 et le 3 ainsi que celle entre le 3 et le 4, 450 nm. Ceci nous donne une période de 450 nm soit, ramenée à la longueur d'onde, de  $\lambda/2$ . On retrouve la même périodicité de  $\lambda/2$  comme pour l'intensité.

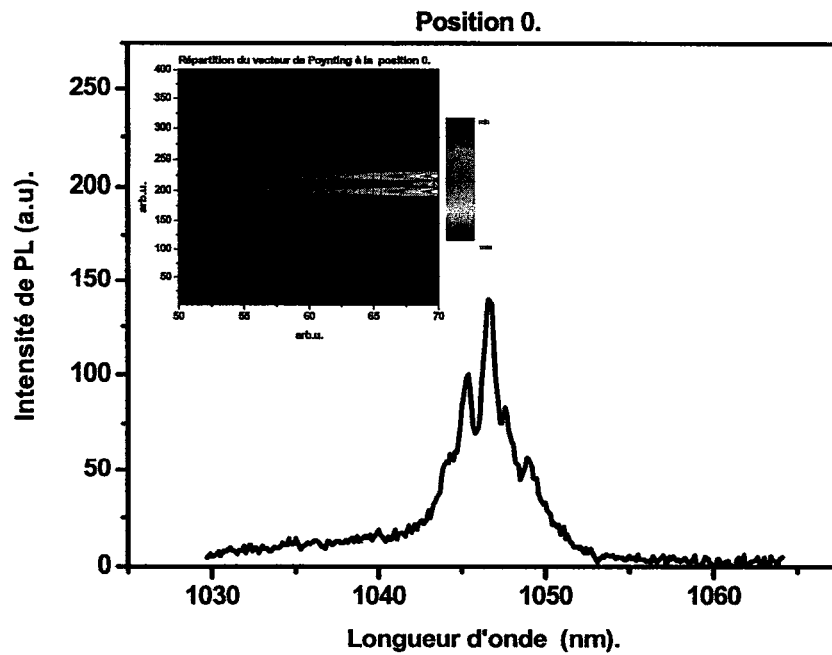


**Figure 5-17 : Comportement du facteur de qualité du pic3 de la structure {Bragg , CP} en fonction de la distance de couplage. Les courbes de la figure (a) sont celles obtenues à partir des résultats expérimentaux. La courbe de la figure (b) est le calcul FDTD 2D.**

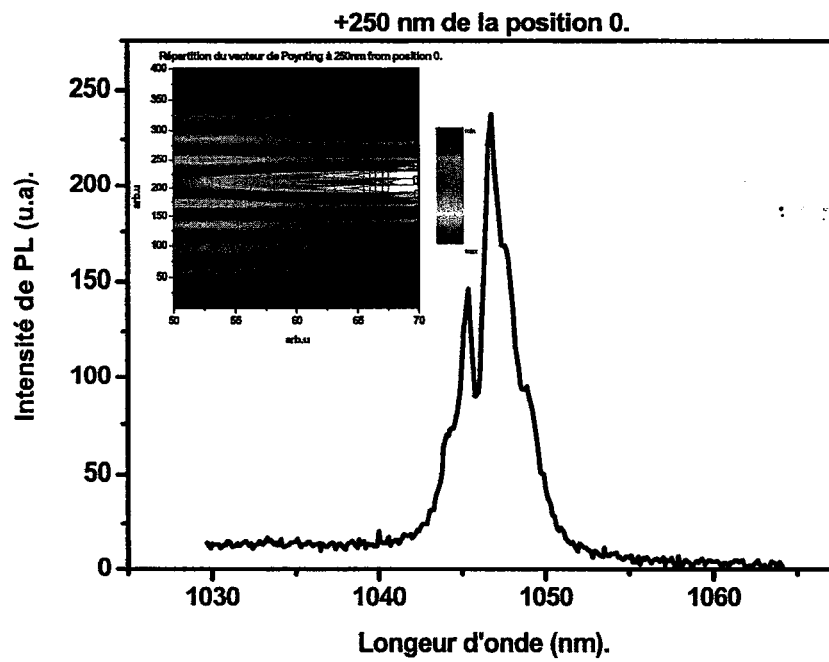
Le calcul FDTD 2D (4-17(b)) modélise la variation du facteur de qualité en fonction de la distance de couplage entre le Bragg et le CP. Pour ce calcul nous avons gardé le même modèle que celui de l'intensité. Pour chaque espacement d'air considéré, le facteur de qualité est déterminé à partir du temps de déclin de l'énergie stockée pour le cas d'une excitation impulsionnelle à 1045 nm. Ce calcul met en évidence, tout comme les données expérimentales, une variation périodique du facteur de qualité autour de la valeur sans miroir. La période est de 450 nm soit  $\lambda/2$  comme pour le cas de la mesure expérimentale et on constate que les données mesurées et calculées concordent.

Comme la variation de l'intensité ainsi que celle du facteur de qualité présentent la même périodicité nous nous sommes intéressés au comportement de l'un par rapport à l'autre. Nous avons étudié la valeur de l'intensité quand le facteur de qualité est maximum et inversement. La figure 5-18 montre les spectres haute résolution enregistrés pour des cas où le facteur de qualité est maximum ou minimum. La position notée 0 correspond à une distance entre le Bragg et le cristal photonique pour laquelle le facteur de qualité est maximum. Les autres spectres sont obtenus lorsque le miroir est éloigné de 250 nm, 500 nm et 750 nm de cette position 0. Dans les inserts des figures 4-18-(a) et 4-18-(b) sont des calculs FDTD 2D de la répartition du vecteur de Poynting.

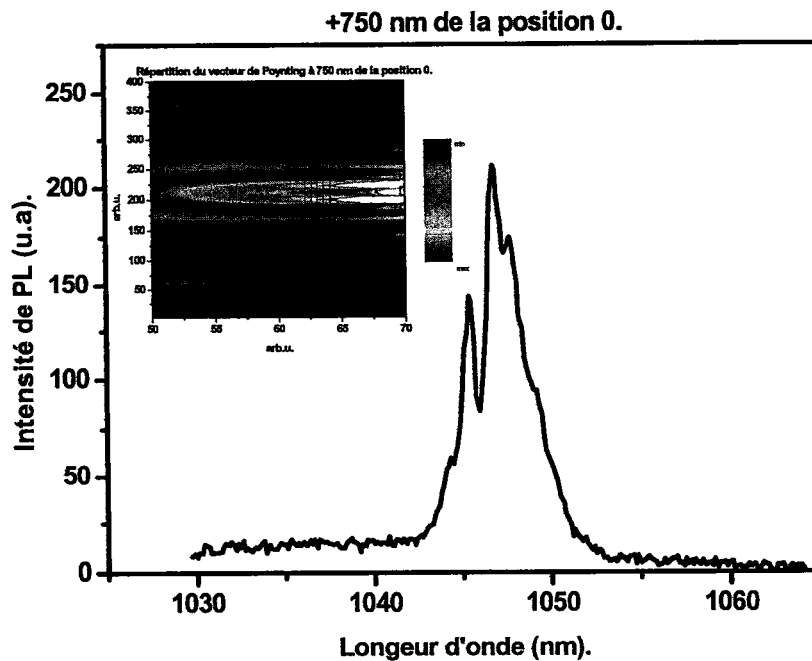
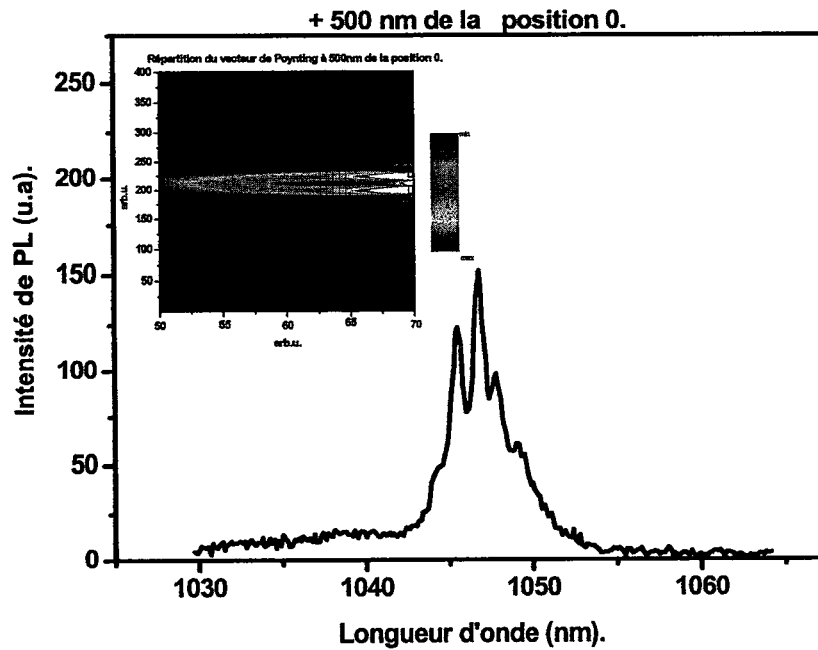




(a)



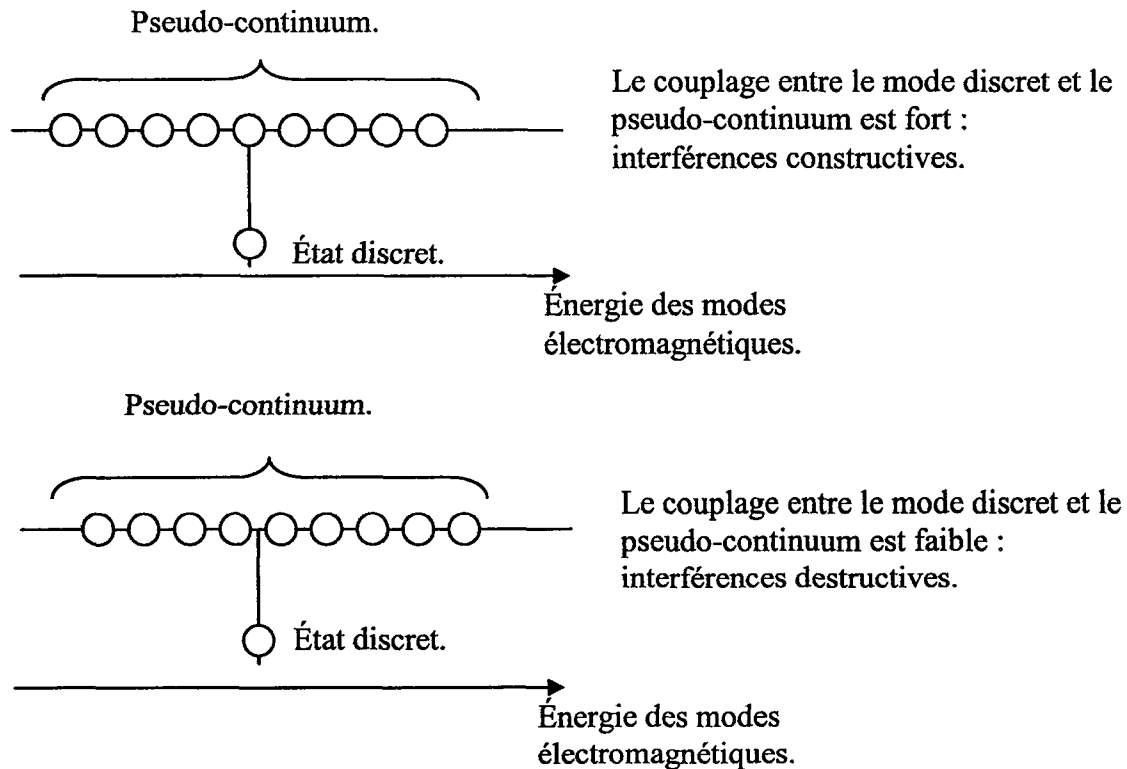
(b)



**Figure 4-18 : Évolution spectrale du signal émis à 300 K par l'association {Bragg-CP} en fonction de la distance de couplage. Le spectre de la figure (a) correspond à un espacement d'air où le Q est maximum, les autres, (b), (c) et (d), lorsque le miroir est écarté de 250 nm, 500 nm et 750 nm de cette position.**

Si on compare les spectres des figures 4-18-(a) et 4-18-(c) ou bien ceux des figures 4-18-(b) et 4-18-(d) on note que ceux-ci ont la même allure spectrale. On observe aussi que les variations de l'intensité extraite ainsi que celle du facteur de qualité sont corrélées. Lorsque le facteur de qualité est maximal (figures 4-18 (a) et 4-18-(c)) l'intensité du signal de photoluminescence est faible alors que dans le cas contraire c'est l'intensité qui est maximale (figure 4-18-(b) et 4-18-(d)). Le facteur de qualité quantifie la durée de vie des photons du mode résonnant autrement dit les pertes de la structure. Quand celui-ci est maximum les photons ont un temps de vie plus long, donc les pertes sont plus faibles et l'intensité extraite aussi alors que quand le facteur de qualité est minimum le temps de vie des photons est plus court, les pertes plus importantes et l'intensité extraite importante. Les inserts des figures 4-18 supportent ce phénomène constaté. Ils nous montrent que l'intensité et la répartition de vecteur de Poynting sont modifiées quand on écarte le Bragg du Cristal.

Nous expliquons un tel phénomène par le couplage avec des résonnances de Fano [131]. Ces résonnances apparaissent lorsque des modes optiques discrets interfèrent avec un continuum ou un pseudo continuum de modes optiques. Le miroir de Bragg modifie le continuum des modes radiatifs. Étant donné que le mode du cristal photonique excité est un mode lent en  $\Gamma$ , celui-ci peut se coupler plus ou moins avec les modes du pseudo continuum radiatif de l'espace libre. Par suite le miroir de Bragg peut induire des interférences entre ce mode du cristal photonique et le pseudo continuum radiatif, créant ainsi des résonnances de Fano. Au fur et à mesure que la distance de couplage entre le miroir de Bragg et le cristal photonique augmente, la répartition des modes du pseudo continuum est modifiée et par conséquent les résonnances de Fano aussi. Ces interférences peuvent alors améliorer le facteur de qualité et détériorer l'intensité extraite ou vice versa suivant qu'elles sont constructives ou destructives. Dans le cas d'interférences constructives l'intensité se couplant hors du cristal est importante et le facteur de qualité faible dans l'autre cas c'est l'inverse qui se produit. Le schéma suivant illustre ce phénomène.



Ces mesures sont en accords avec de récents résultats [129-130] sur le couplage d'un miroir de Bragg avec un cristal photonique 2D montrant qu'une telle association permet d'augmenter le facteur de qualité de structure résonnantes.

#### Remarques :

En utilisant le grossissement longitudinal de l'objectif Cassegrain nous avons réussi à estimer la distance de départ entre le Bragg et le cristal. En effet grâce à cette objectif nous pouvons imager successivement la surface de l'échantillon et celle du miroir. Par l'intermédiaire de la platine de réglage fin de la hauteur de l'échantillon, nous pouvons déterminer la distance séparant les positions où les images de l'échantillon et du miroir sont nettes sur l'écran. Via le grossissement longitudinal de l'objectif Cassegrain nous pouvons calculer la distance initiale entre le miroir et le cristal photonique. En effectuant une série de mesures de cette distance pour le même protocole de réglage du miroir de Bragg (observation d'anneaux d'interférences entre le miroir et le cristal) nous avons mesuré une distance moyenne de  $300 \text{ nm} \pm 50 \text{ nm}$ .

Tout au long de ces expériences nous ne nous sommes intéressés qu'à des déplacements relatifs du miroir de Bragg. Cependant, aux vues des résultats ci-dessus nous pouvons estimer que les distances Bragg-CP correspondant aux extrema de l'intensité et du facteur de qualité sont des multiples de  $\lambda/2$ . Cette hypothèse est en accord avec les résultats de la référence

[130]. Ainsi, lors de la réalisation de dispositifs {Bragg-CP} les distances de séparation entre le Bragg et le CP à considérer sont  $\lambda$ ,  $3\lambda/2$ ,  $2\lambda$ ...suivant le fonctionnement du dispositif que l'on souhaite (forte extraction ou fort facteur de qualité). Il faut aussi prendre en compte que le miroir ne doit pas être trop proche du cristal afin d'éviter tout couplage évanescent dans les couches du Bragg. Le comportement décrit ci-dessus ne sera donc valable que sur une certaine plage de distance. On peut estimer que cet intervalle contient au moins la gamme  $\lambda$ - $3\lambda$ .

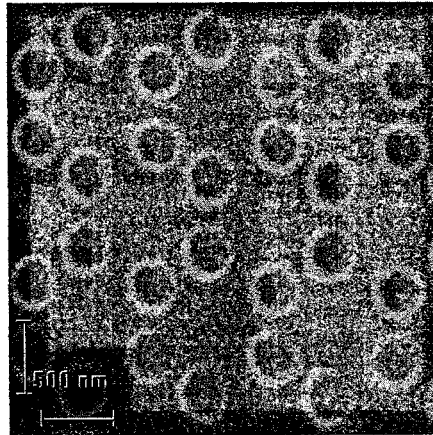
Nous nous sommes interrogés sur ce qui pouvait limiter le facteur de qualité du cristal photonique. Selon les données que l'on peut trouver dans la littérature et le fort confinement électronique des piliers, la réabsorption par les porteurs libres est le mécanisme prépondérant pour les pertes [132]. Pour avoir une idée du coefficient d'absorption dû aux porteurs libres à 1045 nm, nous avons considéré le temps de déclin radiatif  $\tau$ . Ce temps de vie nous permet d'estimer la densité de ces porteurs. À partir de celle-ci on obtient le coefficient cherché d'après les courbes de la référence [133]. Nous avons mesuré un temps de vie compris entre 10 et 50 ns. Ces temps de vie rapide nous indiquent que le mécanisme de désexcitation Auger est celui prépondérant. Dans ce cas  $\tau = (\gamma \cdot \Delta n)^{-1}$  avec  $\gamma \sim 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$  [132]. On obtient alors une densité  $\Delta n$  comprise entre  $1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $4.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . À partir de ces données et des courbes de la référence [133], on estime que le coefficient d'absorption  $\alpha$  des porteurs libres se situe entre  $20 \text{ cm}^{-1}$  et  $100 \text{ cm}^{-1}$ . À partir de ces valeurs nous avons essayé d'estimer les limites du facteur Q. En considérant le cas d'un résonateur parfait, le temps de déclin  $t_c$  vaut :  $t_c = \frac{1}{c\alpha}$

D'où  $Q = \omega t_c = \frac{\omega}{c\alpha} = \frac{2\pi}{\lambda\alpha}$ . On obtient alors un facteur de qualité maximal compris entre 1200 et 6000 pour les valeurs de  $\alpha$  ci dessus. Ces valeurs sont en accord avec le facteur de 1800 mesuré pour le cristal seul. L'absorption du matériau est ce qui limite ce facteur de qualité.

#### IV.3.b. Couplage d'un Bragg et d'un cristal photonique en III-V.

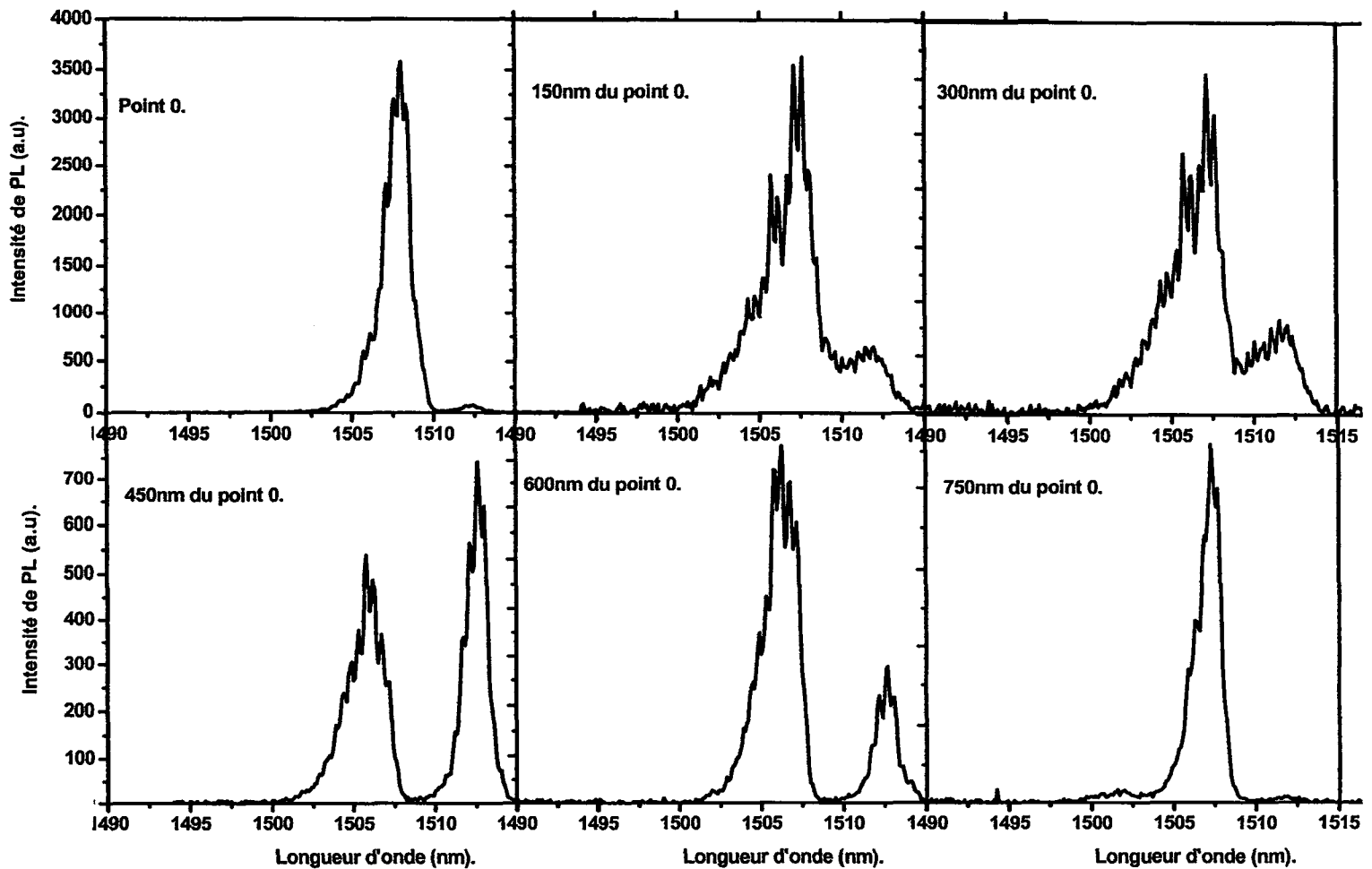
Dans le cadre d'une collaboration avec le LEOM de l'École Centrale de Lyon, nous avons mené une étude similaire à la précédente sur un cristal photonique en semi-conducteur III-V. Les éléments actifs sont des dots d'InP émettant à  $1.5 \mu\text{m}$ . Le cristal photonique est un réseau de trous organisés en nids d'abeilles. Cette géométrie est un réseau de cavités H1 couplées.

Le mode optique excité est un mode lent en  $\Gamma$  comme précédemment. La seule différence du point de vue de la physique mise en jeu est que dans le cas présent la dynamique d'émission des photons n'est plus spontanée mais stimulée. La figure 4-19 est une image MEB de cet échantillon.



**Figure 5-19 : Image MEB de la structure en nids d'abeilles.**

L'échantillon est réalisé sur de la silice fondue (transparente à  $1.5 \mu\text{m}$ ). Nous pouvons donc utiliser le dispositif piezo en configuration collection par dessous. Le miroir de Bragg est celui à  $1.5 \mu\text{m}$  décrit au paragraphe IV.2.(b). La figure 4-20 représente l'évolution spectrale enregistrée lorsque le miroir de Bragg est écarté de la surface du cristal photonique. Ces spectres sont mesurés avec une résolution de  $0.3 \text{ nm}$  et comme précédemment les distances de déplacement sont relatives.



**Figure 4-20 : Évolution spectrale de la structure en nids d'abeilles réalisée en InP en fonction de la distance Bragg-cristal. Ces spectres sont mesurés à température ambiante suivant la direction verticale.**

L'étude de ces graphiques montre une évolution spectrale de l'émission de lumière. Il semble que cette évolution soit périodique car les spectres obtenus pour la position 0 du miroir et pour celle éloignée de 750 nm se ressemblent. On retrouve la périodicité de  $\lambda/2$  mesurée dans le paragraphe ci-dessus (la longueur d'onde vaut  $1.5 \mu\text{m}$  ici). Ce qui est marquant est la forte modification de l'allure des spectres causée par le déplacement du Bragg. On observe même l'apparition d'un nouveau mode résonnant non présent initialement (positions 450 nm et 600 nm). Le plus remarquable est la possibilité de le faire apparaître où disparaître. On accorde en quelque sorte le mode optique du cristal photonique en fonction de la distance de couplage. Des études complémentaires méritent d'être faites. Une étude de l'évolution du seuil laser de la structure serait très intéressante. Malheureusement une

excitation optique à 351 nm n'est pas optimum pour ce genre de mesures à cause des effets thermiques qui viennent perturber la dynamique des photons et donc l'effet laser. Un pompage résonant dans le proche infra rouge est plus adéquat.

Aux vues de ces premiers résultats il apparaît que le couplage entre un Bragg et le ou les modes lasers d'une structure à cristal photonique soit un moyen d'accorder le mode laser de la structure.

#### IV.4.Structure quasi 3D.

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à la réalisation technologique de structures optiques quasi 3D en couplant deux miroirs de Bragg à un cristal photonique. L'objectif est de prouver que technologiquement de tels objets sont faisables avec les techniques de la microélectronique et de mettre en évidence les éventuelles difficultés technologiques de la réalisation de tels objets. La figure 4-21 suivante illustre les étapes de fabrication.

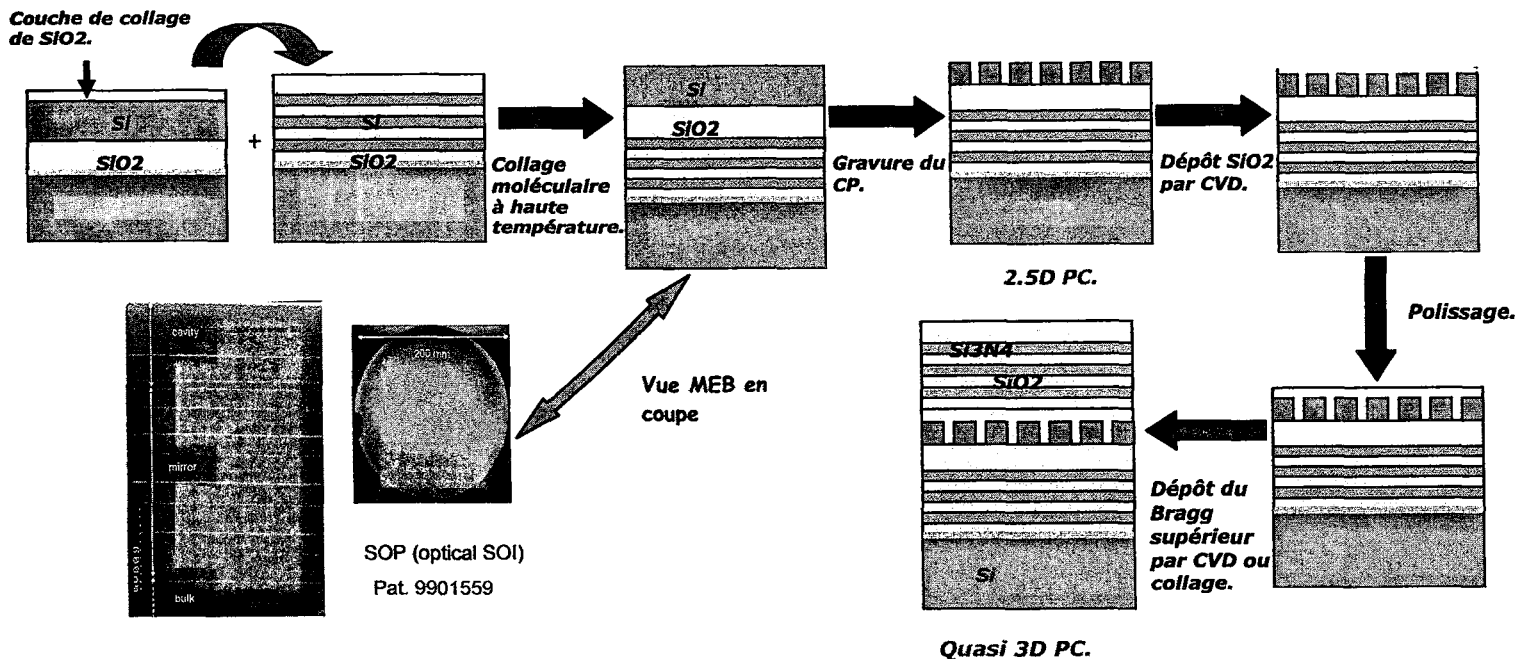
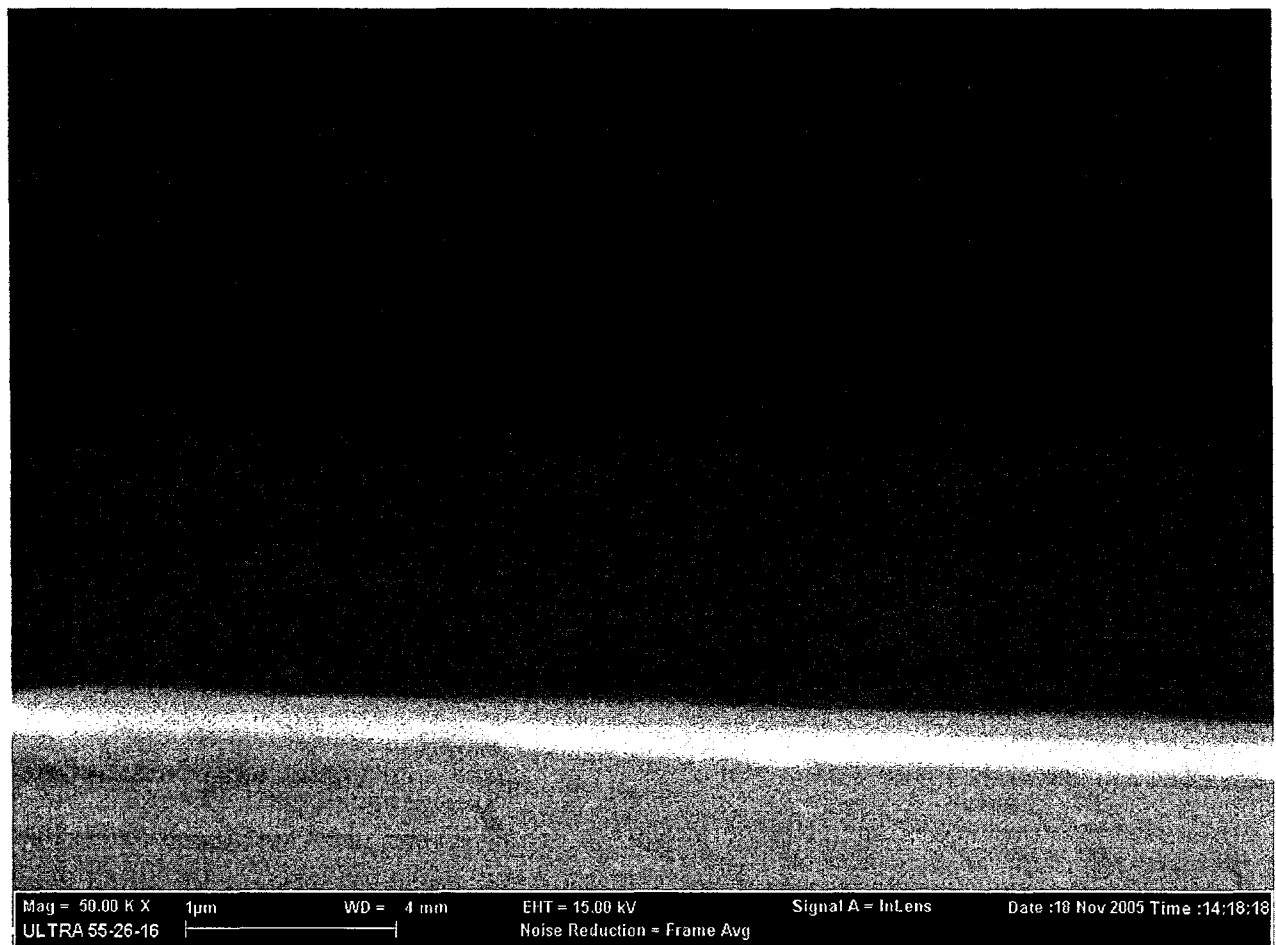


Figure 4-21 : Schématisation des étapes de fabrication de cristaux quasi 3D.

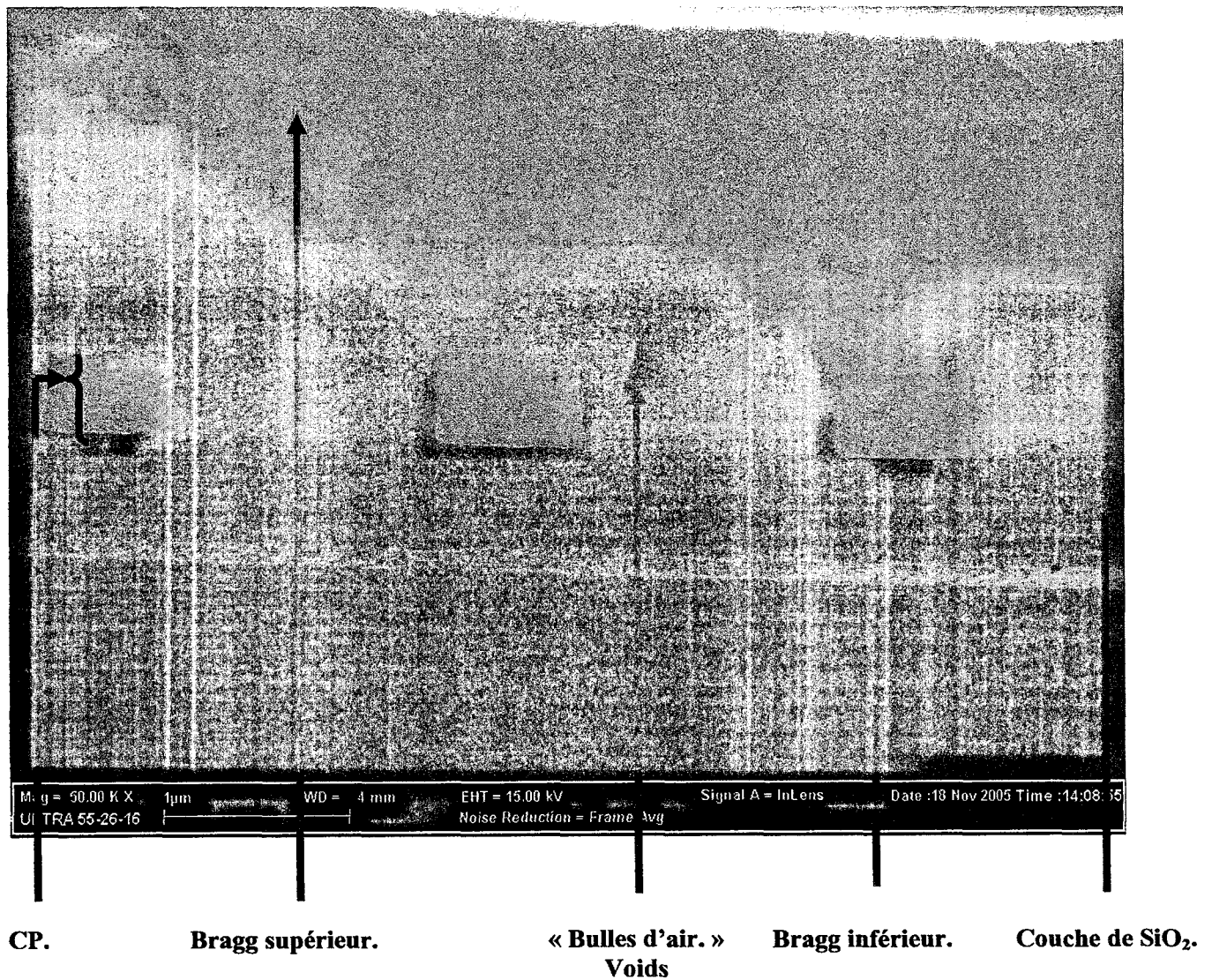
Les points critiques de cette fabrication sont les étapes de dépôts de silice dans les trous du cristal et de polissage. En effet lors du dépôt de silice il faut que celle-ci se répartisse de façon homogène dans les trous pour éviter la formation de «bulles d'air» qui détériorent les propriétés photoniques des cristaux. Celles-ci induisent de légères variations d'indice optique



susceptibles de décaler les bandes d'énergies du cristal. Pour palier à cet éventuel défaut nous avons choisi de travailler avec des cavités à cristal photonique. Il faut rappeler qu'il suffit qu'une partie de la bande d'émission du matériau coïncide avec la bande interdite pour que la cavité fonctionne. Du fait de la largeur de la bande interdite et de celle de la bande d'émission des émetteurs, les décalages des bandes sont moins handicapants que pour des modes lents. Les émetteurs sont des dots de germanium dans la couche de silicium du SOI. Ces émetteurs ont été retenus à cause de leur large bande d'émission. La figure 4-21 est une vue en coupe d'une structure quasi 3D. Le miroir supérieur a été déposé par CVD et est une alternance de couches  $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ . Les couches de silice sous le cristal et au dessus font  $\lambda/2$ .



(a) : Vue de dessus.



(b) : Vue par la tranche.

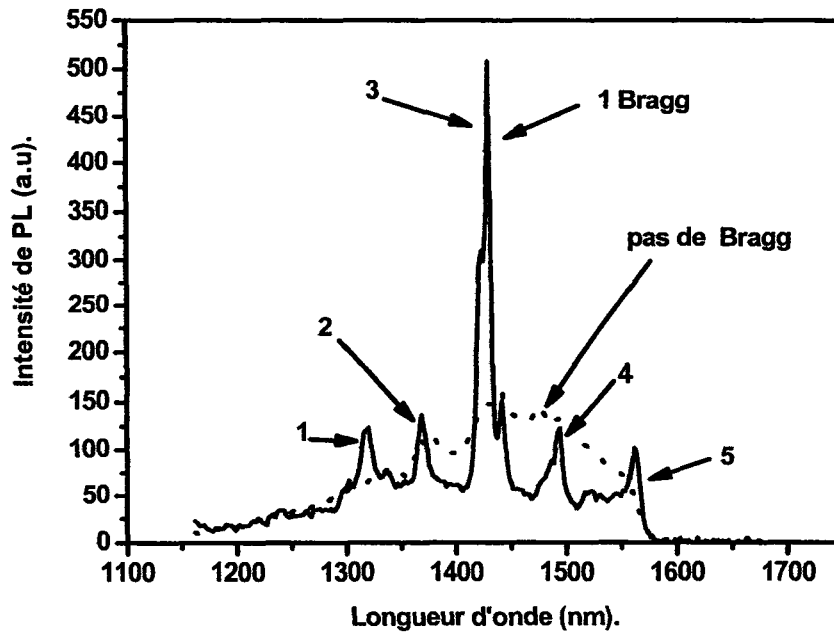
**Figure 4-21 : Images MEB d'une structure à cristal photonique quasi 3D.**

(a) : Vue de dessus.

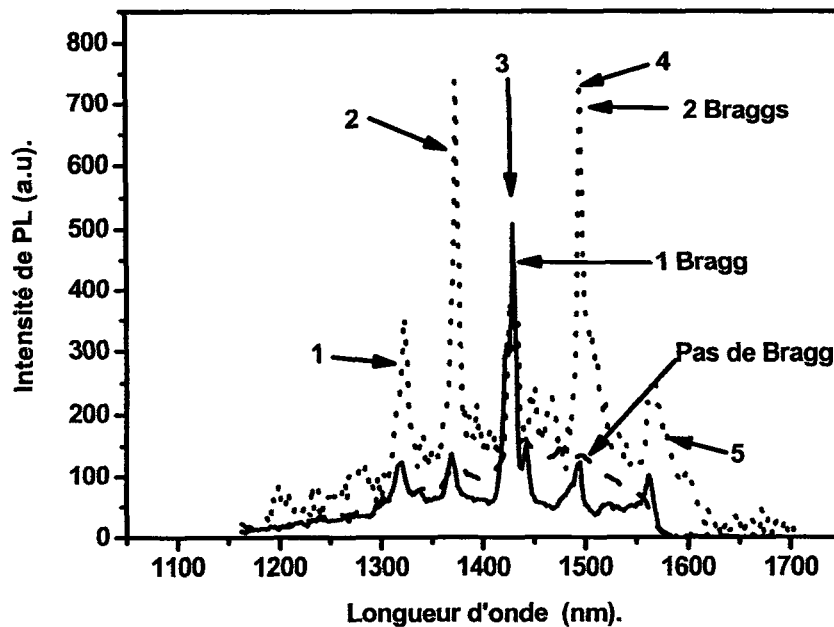
(b) : Vue par la tranche.

Sur l'image de la figure 4-21-(a) on observe une légère ondulation de la surface du miroir de Bragg. La surface et le miroir ne sont pas conformes. Dans la figure 4-21-(b) on peut constater que le dépôt de silice, bien qu'ayant été réalisé par CVD, n'a pas rempli de façon homogène les trous puisqu'il y a la présence de creux (« voids »). Aux vues de ces images on peut conclure que les phases critiques de la fabrication de tels objets sont celles de remplissage et de polissage. Le problème de polissage et de la non conformité du miroir supérieur peuvent être résolus par le collage du Bragg plutôt que le dépôt de celui-ci. Des études sont en cours sur de tels échantillons. Le remplissage des trous peut-être amélioré en optimisant les paramètres du dépôt CVD. Cependant ces défauts ne sont pas rédhibitoires pour l'obtention d'un signal de photoluminescence comme nous pouvons le voir sur les

spectres de la figure 4-22. Ces spectres ont été obtenus pour un cristal photonique de type cavité H5.



(a)



(b)

**Figure 4-22 : Spectres de photoluminescence d'une cavité H5 simple puis couplée avec un Bragg et deux. En (a) sont les spectres de la cavité seule (pointillés) puis couplée 1 Bragg (solide). En (b) sont les spectres des trois configurations.**

**Sans bragg : courbe tirets.**

**1 Bragg : courbe en trait plein.**

**2 Bragg : courbe en pointillés.**

Les spectres de la figure 4-22-(a) nous présentent les mesures de photoluminescences d'une cavité H5 sans miroir de Bragg et avec un miroir de Bragg. Le spectre de la cavité sans miroir montre une très faible structuration spectrale alors que celui de la cavité avec miroir exhibe cinq pics fins et intenses. On observe un pic central intense ( $n^{\circ}3$  à 1429 nm) entouré symétriquement par quatre pics plus faibles ( $n^{\circ}1, 2, 4, 5$  à 1320 nm, 1369 nm, 1494 nm, 1560 nm.). La comparaison des deux spectres montre des résonances plus intenses et plus marquées dans le cas de la structure avec miroir de Bragg. Cette amélioration s'explique par le fait que les pertes sont diminuées dans le cas du cristal avec Bragg ce qui permet une interaction plus efficace entre les modes de la cavité et les émetteurs. L'addition d'un Bragg sous la cavité semble être un moyen de palier aux imperfections de la phase de remplissage des trous. Bien que n'ayant pas pu mesurer les dimensions de la cavité nous avons toutefois estimé l'intervalle spectral libre pour avoir une idée des modes résonants. Les paramètres visés permettent de calculer un ISL compris entre de 53 nm et 75 nm pour les modes de galeries à 1429 nm. Les données expérimentales donnent un ISL moyen de 61 nm. On peut en conclure raisonnablement que les modes résonants sont ceux de galeries.

Dans la figure 4-22-(b) on peut étudier les spectres de photoluminescence des trois configurations (0, 1 et 2 Bragg). Le report d'un Bragg supérieur ne modifie pas les résonances de la structure puisque les pics de photoluminescence sont toujours cinq et aux mêmes longueurs d'onde. Par contre cet ajout change l'intensité extraite. Tout d'abord on note une augmentation du signal de photoluminescence total extrait dans le cas à deux miroirs. Pour le cas à un miroir l'intégration du signal de 1200 nm à 1650 nm vaut 26900 et pour le cas à deux miroirs on obtient 69800. Ensuite l'intensité des cinq pics change d'un cas à l'autre. En effet dans la configuration à deux miroirs de Bragg, le pic central  $n^{\circ}3$  est plus faible alors que les deux pics  $n^{\circ}2$  et 4 sont plus intenses. Ceci rejoint bien l'idée du paragraphe V.3 selon laquelle l'association de miroirs de Bragg et de CP modifie le couplage au continuum radiatif. Pour la cavité à deux miroirs de Bragg, le Bragg supplémentaire change les modes à pertes du continuum radiatif auxquels peuvent se coupler les modes de la cavité. Ainsi le couplage du pic central est plus faible alors que pour les deux modes adjacents celui-ci est plus fort. Ceci peut expliquer pourquoi les pics  $n^{\circ}2$  et 4 sont mieux extraits que le  $n^{\circ}3$ .

Les prochaines étapes seraient de modéliser par FDTD 3D le comportement de ces structures ainsi que de calculer leur diagramme de bande. Des études complémentaires consistant à réaliser des structures où les déphasages introduits par les couches de silice seraient des multiples de  $\lambda/2$  afin de maximiser le facteur de qualité, ou l'extraction, comme

le suggèrent les résultats du paragraphe IV.3 méritent d'être menées. Une autre voie à étudier serait celle où les modes optique du cristal sont des modes lents au lieu d'être des modes de cavité.

## IV.5.Conclusion.

Au cours de cette partie nous avons étudié le couplage de miroirs de Bragg avec un cristal photonique bidimensionnel. Nous avons mis au point un montage piezo-électrique compatible avec le banc de micro-photoluminescence. Grâce à celui-ci nous avons pu moduler la distance de couplage entre le miroir de Bragg et le CP à l'échelle de la longueur d'onde. Ceci a permis de mettre en évidence que, suivant cette distance de couplage, il est possible de moduler l'extraction de lumière ainsi que le facteur de qualité. Nous avons enregistré une variation périodique de  $\lambda/2$  de ces grandeurs en fonction de l'espacement Bragg-CP. Ces mesures sont en accords avec des modélisations FDTD 2D. Nous expliquons un tel phénomène par l'apparition de résonnance de Fano résultant des interférences entre les modes optiques du CP à ceux du continuum radiatif.

Nous avons aussi réalisé des prototypes de structures couplant deux Bragg avec une cavité H5 à cristal photonique. Ces réalisations ont mis en évidence deux difficultés technologiques liées aux phases de dépôts de silice sur le cristal et de polissage. Les spectres mesurés avec ces échantillons ont montré une nette structuration spectrale de la photoluminescence ainsi que son augmentation. Nous avons aussi noté une modification de la répartition de l'intensité dans les résonnances de la cavité suivant que celle-ci est couplée avec un où deux miroirs de Bragg.

Le couplage de Bragg et de CP apparaît comme une alternative extrêmement prometteuse pour l'amélioration des propriétés optiques de cristaux photoniques bidimensionnels et la réalisation pratique de structure confinant la lumière suivant les trois directions de l'espace.



## Conclusion et perspectives.

La place importante de la microélectronique dans le monde industriel ainsi que les dimensions de plus en plus petites de ses composants nous poussent à développer de nouvelles structures, utilisant un nouveau vecteur d'information, dont la fabrication serait compatible avec la filière silicium. Le vecteur optique apparaît comme une voie prometteuse mais malheureusement le silicium est un très mauvais émetteur de lumière. Les cristaux photoniques semblent être une solution à ce handicap.

Au cours de ce projet de trois ans nous avons étudié comment des cristaux photoniques gravés dans un substrat SOI peuvent modifier le signal lumineux émis par ce substrat et notamment comment le couplage entre cristaux photoniques unidimensionnel et bidimensionnel permet d'augmenter l'extraction lumineuse ainsi que le facteur de qualité.

Dans un premier temps nous nous sommes intéressés à des cristaux photoniques bidimensionnels. Nous montrons que le couplage entre un émetteur optique et des modes électromagnétiques d'un cristal photonique permet de structurer le spectre d'émission ainsi que d'augmenter l'extraction lumineuse.

En exploitant les modes lents ou ceux de cavités de cristaux photoniques définis par un réseau triangulaire de trous d'air dans du silicium, nous montrons qu'il est possible de réaliser, à partir de substrat SOI, des sources optiques fonctionnent à température ambiante aux longueurs d'onde de  $1.1 \mu\text{m}$ .

À travers l'étude de structures que l'on peut qualifier de complémentaires du réseau de trous d'air, nous montrons que le couplage des désexcitations radiatives de paires électrons/trous confinés avec les modes d'un cristal permet une forte augmentation du signal de luminescence extrait verticalement. En organisant un réseau de damiers de silicium de tailles nanométriques en un cristal à modes lents nous avons démontré une amélioration de l'émission à  $1.1 \mu\text{m}$  à température ambiante.

Dans un deuxième temps nous avons étudié le couplage entre un cristal photonique unidimensionnel (miroir de Bragg) et un cristal photonique bidimensionnel à modes lents en fonction de la distance entre ces deux cristaux. Nous montrons que, suivant cette distance, il est possible d'augmenter ou de diminuer le signal de luminescence émis par rapport au cas du cristal bidimensionnel seul. Nous montrons aussi que cette distance permet de moduler le facteur de qualité de la structure autour de la valeur du cristal bidimensionnel seul. Enfin nous montrons les spectres de premiers échantillons couplant un cristal photonique avec deux miroirs de Bragg. Les spectres de ces échantillons mettent en évidence que de tels dispositifs permettent un accord de la

répartition spectrale de l'énergie suivant les modes du cristal photonique ainsi que l'augmentation de l'intensité extraite.

Les résultats ci-dessus ouvrent la porte à de futures études. Concernant le couplage entre modes lents et modes de cavités photoniques, il serait intéressant de voir ce qui se passe si on change de géométrie de cavité. Une étude avec des cavités de type L ou bien utilisant une maille carré plutôt qu'une triangulaire sont des voies envisageables.

Une étude de la physique des porteurs dans les structures à damiers serait intéressante afin de déterminer comment concilier le confinement et le couplage optique pour avoir l'optimum d'extraction. On pourrait envisager de faire de telle structure dans une couche de silicium implanté Er afin de voir l'influence du confinement sur la luminescence de l'erbium. La réalisation de dispositifs électroluminescents à partir de ces structures est une voie qui mériterait d'être approfondie.

Enfin, concernant le couplage de cristaux photoniques, il serait intéressant de modéliser par calcul FDTD 3D cette association d'un miroir de Bragg avec une structure à mode lent. Un tel calcul pourrait nous renseigner sur la façon dont est rayonné l'énergie ainsi que sur les facteurs de qualité que l'on peut escompter. Une étude expérimentale du couplage entre un miroir de Bragg et une cavité à cristal photonique, où le mécanisme de confinement est différent de celui des modes lents, serait une piste intéressante. Une caractérisation expérimentale et numérique de la réponse optique de structures quasi 3D, pour lesquelles le miroir de Bragg inférieur est fixe et le supérieur mobile, devrait permettre d'estimer le potentiel de ces objets pour le confinement de la lumière dans les trois dimensions de l'espace.



## Références bibliographiques

- 1 C. Kittel, *Physique de l'état solide*, Dunod Université 5<sup>e</sup> édition.
- 2 J. D Joannopoulos, R. D. Meade et J. N. Winn, *Photonic crystals: molding the flow of light*, Princeton University Press, Princeton (1995).
- 3 P. Yeh, *Optical Wave in layered media*, Wiley, New York (1988).
- 4 E Yablonovitch, *Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics*, Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987).
- 5 S. John, *Strong localization of photons in certain disordered superlattices*, Phys. Rev. Lett. 58, 2486 (1987).
- 6 E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, et K. M. Leung, *Photonic band structure : The face centered-cubic case employing non-shperical atoms*, Phys. Rev. Lett. 67, 2295 (1991).
- 7 T. F. Krauss, R. M. De La Rue et S. Bertrand, *Two-dimensional photonic band structures operating at near-infrared wavelength*, Nature 383, 669 (1996).
- 8 V. Berger, *Les Bips, ou comment réfléchir la lumière avec des trous*, La Recherche. 290, 74 (1996).
- 9 S. Y Lin et J. G. Fleming, *A three-dimensional optical photonic crystal*, IEE Journal of Ligth wave technology. 17, 1944 (1999).
- 10 J. D. Joannopoulos, *Photonic band gap materials*, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht (1995).
- 11 J. M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J. M. Gerad, D. Maystre et A. Tchelakov, *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*, Hermès Science, (2003).

- 12 K. Ho., C. Chan, et C. Soukoulis, *Existence of photonic gap in periodic dielectric structures*, Phys. Rev. Lett. 65, 3152 (1990).
- 13 K. S. Yee, *Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell equations in isotropic media*, IEE Trans Antennas and Propagation. 14, (1996).
- 14 A. Reineix et B. Jecko, *A new photonic bandgap equivalent model using Finite Difference Time Domain*, Annales des télécommunications. 51, 690 (2001).
- 15 J. B. Pendry, *Photonic band structures*, Journ. Mod. Phys. 41 n°2, 209 (1994).
- 16 J. P. Berenger, *A perfectly matched layer for absorption of electromagnetic waves*, J. Computational Physics. 114, (1994).
- 17 J. B. Pendry, *Calculating photonic band gap structures*, Journal of Physics : Condensed Matter. 8, 1085 (1996).
- 18 D. Cassagne, *Matériaux à bande interdite photonique*, Ann. Phys. Fr. 23, n°4 (1998).
- 19 D. Maystre, *Diffraction grating*, SPIE Milestones series. Vol. MS83, (1993).
- 20 D. Maystre, *Electromagnetic study of photonic bands gaps*, Pure and Applied Optics. 3, 675 (1994).
- 21 M. Nevière, E. Popov et R. Peinisch, *Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics : Phenomenological study of grating behaviour through the poles and zeros of scattering operator*, Journal of the Optical Society of America A. 12, 513 (1995).
- 22 M. Le Vassor d'Yerville, *Losses of linear waveguides in photonic crystals slabs*, Workshop on two dimensional photonic crystals, Ascona, Suisse, août 2002.
- 23 J. P. Albert, C. Jouanin, D. Cassagne et D. Bertho, *Generalized Wannier function method of photonic crystals*, Phys. Rev. B. 61, 4381 (2000).
- 24 P. Bienstman ; *Rigorous and efficient modelling of wavelength scale photonic component*, Thèse de doctorat de l'université de Gent, Belgique (2001).

- 25 P. Bienstman et R. Baets, *Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers*, Optical and Quantum Electronics. 33, 327 (2001).
- 26 Landolt-Börnstein, *Numerical data and functional relationship in science ad technology*, New Series group III, vol 17, Springer Verlag, Berlin, (1983).
- 27 H. Y. Ryu, S. H. Kim, H. G. Pank et Y. H. Lee, *Two-dimensional square lattice photonic crystal bandgap single-cell case*, Proc. Spie. 4655, 173, (2002).
- 28 R. Qin, B. Qin et C. Jin, *Experimental study of photonic crystal triangular lattice*, Proc. Spie. 3793, 231, (1999).
- 29 Y. Wang, S. Jian, S. Han, S. Feng, Z. Feng, B. Cheng et D. Zhang, *Photonic band-gap engineering of quasiperiodic photonic crystals*, J. App. Phys.97, 106112, (2005).
- 30 S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto et A. Chutiman, *Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelength*, Science. 289, 604 (2000).
- 31 M. Born et E. Wolf, *Principle of Optics*, 7<sup>e</sup> edition, Cambridge University Press, Cambridge, (1999).
- 32 S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, *Block-iterative frequency-domain methods for Maxwells' equations in a plane wave basis*, Optics Express. 8, 173 (2001).
- 33 S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos et L. A. Kolodziejski, *Guided mode in photonic crystals slabs*, Phys. Rev. B. 60, 5751 (1999).
- 34 N. Kawai, N. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asawaka et T. Takemori, *Confined band gap in an air-bridge type of two-dimensional AlGaAS photnic crystal*, Phys. Rew. Lett. 86, 2289 (2001).
- 35 A. Shinya, M. Notomi, I. Yokhoama, C. Takahashi, J.-I. Takahashi et T. Tamamura, *TWO-dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate*, Optical and Quantum Electronics. 34, 113, (2002).
- 36 D. Lalliboy, *Étude expérimentale de cristaux photonique bi-dimensionels*, Ann. Phys. Fr. 25, n°3, (2000).

- 37 H. Benisty, D. Lalliboy, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, D. Cassagne, A. Béraud et C. Jouanin, *Radiation losses of waveguide-based two-dimensional photonic crystals : positive role of the substrate*, App. Phys. Lett. 76, 532, (2000).
- 38 P. Lalanne et H. Benisty, *Out of plane losses of two-dimensional photonic crystal waveguides : Electromagnetic analysis*, J. App. Phys. 89, 1512, (2001).
- 39 M. Palamaru et P. Lalanne, *Photonic crystal waveguides : out of plane losses and adiabatic modal conversion*, App. Phys. Lett. 78, 1466, (2001).
- 40 H. Benisty, P. Lalanne, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, C. J. M. Smith, T. F. Krauss, C. Jouanin et D. Cassagne, *Finite depth and intrinsic losses in vertically etched two-dimensional photonic crystals*, Optical and Quantum Electronic. 34, 205, (2002).
- 41 M. Qiu, *Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals*, App. Phys. Lett. 81, 1163, (2002).
- 42 E. Purcell, *Spontaneous Emission Probabilities at Radio Frequencies*, Phys Rev. 69, 681, (1946).
- 43 A. Scherer, O. Painter, B. D'Urso, R. Lee et A. Yariv, *InGaAsP photonic crystal membrane microresonators*, J. Vac. Sci. Tech. B. 16, 3906, (1998).
- 44 O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J. D. O'Brien, P. D. Dapkus et I. Kim, *Two-dimensional photonic band gap defect mode laser*, Science. 284, 1819, (1999).
- 45 M. Loncar, T. Yoshie, A. Scherer, P. Gogna et Y. Qiu, *Low threshold photonic crystal lase*, App. Phys. Lett. 81, 569, (2002).
- 46 T. Yishie, O. B. Shchekin, H. Chen, D. G. Deppe et A. Scherer, *Quantum dot photonic crystal lasers*, Elec. Lett. 38, 967, (2002).
- 47 H. G. Park, S. K. Kim, S. H. Kwon, G. H. Kim, H. Y. Ryu, S. B. Kim et Y. H. Lee, *Single-mode operation of two-dimensional photonic crystal laser with central post*, IEEE Phot. Tech. Lett. 15, 1327, (2003).

- 48 K. Hennessy, C. Reese, A. Badolato, C. F. Wang, A. Imamoglu, P. M. Petroff, E. Hu, G. Jin, S. Shi et D. W. Prather, *Square lattice photonic crystal micro cavities for coupling to single InAs quantum dots*, App. Phys. Lett. 83, 3650, (2003).
- 49 K. Nozaki, et T. Baba, *Quasi periodic photonic crystal microcavities lasers*, App. Phys. Lett. 84, 4875, (2004).
- 50 T. Baba, D. Sano, K. Nozaki, K. Inoshita, Y. Kuroki et F. Koyama, *Observation of fast spontaneous emission decay in GaInAsP photonic crystal point defect nanocavity at room temperature*, App. Phys. Lett. 85, 3899, (2004).
- 51 T. Yoishie, A. Scherer, J. Hendrickson, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin et D. G. Deppe, *Vasuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*, Nature. 432, 200, (2004).
- 52 J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Loffer, G. Hofman, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke et A. Forchel, *Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*, Nature. 432, 197, (2004).
- 53 E. Peter, P. Snellart, D. Martrou, A. Lemaître, J. Hours, J. M. Gérard et J. Bloch, *Exciton-Photon strong coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity*, Phys. Rev. Lett. 95, 67401, (2005).
- 54 S. Noda, A. Chutinan et M. Imada, *Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic band gap structure*, Nature. 407, 508, (2000).
- 55 C. J. M. Smith, R. M. De La Rue, M. Rattier, S. Olivier, H. Benisty, S. Oloivier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. Houdré et U. Oesterle, *Coupled guide and cavity in a two-dimensional photonic crystal*, App. Phys. Lett. 78, 1487, (2001).
- 56 A. Chutinan, M. Masamitsu, M. Imada et S. Noda, *Surface-emitting channel drop filters using single defects in two-dimensional photonic crystal slabs*, App. Phys. Lett. 79, 2690, (2001).
- 57 J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thoen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, H. I. Smith et E. P. Ippen, *Photonic bandgap microcavities in optical waveguides*, Nature. 390, 143, (1997).

- 58 T. F. Krauss, B. Vögele, C. Stanley et R. M. De La Rue, *Waveguide microcavity based on photonic microstructures*, IEEE Phot. Tech. Lett. 9, 176, (1997).
- 59 P. R. Villeneuve, S. Fan, J. D. Joannopoulos, K. Y. Lim, G. S. Petrich, L. A. Kolodziejski, et R. Reif, *Air-Bdge microcavities*, App. Phys. Lett. 67, 167, (1995).
- 60 M. Tokushima, H. Hosaka, A. Tomita et H. Yamada, *Lightwave propagation through a 120°sharply bent single-line-defect photonic crystal waveguide*, App. Phys. Lett. 76, 952, (2000).
- 61 C. J. Smith, H. Benisty, S. Olivier, M. Rattier, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, R. Houdré et U. Oesterle, *Low loss channel waveguides with two dimensional photonic crystal boundatries*, App. Phys. Lett. 77, 17, (2000).
- 62 A. Talneau, L. Le Gouezigou et N. Bouadma, *Quantitative measurements of low propagation losses at 1.55μm on a planar photonic crystal waveguide*, Opt Lett. 26, 1259, (2001).
- 63 M. Notomi, A. Shinya, K. Yamada, J.-I. Takahashi et I. Yokohama, *Structural tuning of guiding modes of single line defect waveguides of silicon-on-insulator photonic crystal slab*, IEEE Journal of Quantum Electronics. 38, 736, (2002).
- 64 J. Arentoft, T. Sondergaard, M. Kristensen, A. Boltasseva, M. Thorhauge et L. Frandsen, *Low-loss silicon-on-insulator photonic crystal waveguides*, Electronics. Letters. 38, 274, (2002).
- 65 M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi et I. Yokohama, *Extremly large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs*, Phys. Rev. Lett. 57, 253902, (2001).
- 66 S. Olivier, H. Benisty, M. Rattier, C. Weisbuch, M. Qiu, A. Farlsson C. J. M. Smith, R. Houdré et U. Oesterle, *Resonant and nonresonant transmission through waveguide bends in a photonic crystal*, App. Phys. Lett. 79, 2514, (2001).
- 67 T. Baba, N. Fukaya et J. Yonekura, *Observation of light propagation in photonic crytal optical waveguides with bends*, Electronics Letters. 35, 654, (1999).
- 68 E. Chow, S. Y. Lin, J. R. Wendt, S. G. Johnson et J. D. Joannopoulos, *Quantitative analysis of bending efficcency in photonic-crystal waveguides bends at 1.55μm wavelengths*, Optics. Letters. 26, 286, (2001).

- 69 Y. Sugimoto, N. Ikeda, N. Carlsson, K. Asakawa, N. Kawai et K. Inoue, *Experimental verification of guided modes in 60°-bent defect waveguides in AlGaAS based air-bridge-type two-dimensional photonic crystal slabs*, J. App. Phys. 91, 3477, (2002).
- 70 J. Moosburger, M. Kamp, A. Forchel, S. Olivier, H. Bebisty, C. Weisbuch et U. Oesterle, *Enhanced transmission through photonic-crystal-based waveguides by bent engineering*, App. Phys. Lett. 79, 3579, (2002).
- 71 M. Notomi, *Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals : refractionlike behaviour in the vicinity of the photonic band gap*, Phys. Rev. B. 62, 10996, (2000).
- 72 S. Y. Lin, V. M. Hielta, L. Wang et E. D. Jones, *Highly dispersive photonic bandgap prism*, Optics. Letters. 21, 1771, (1996).
- 73 H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato et S. Kawakami, *Photonic crystals for micro lightwave circuits using wavelength-dependent angular beam steering*, App. Phys. Lett. 74, 1370, (1999).
- 74 D. R. Smith et N. Kroll, *Negative refractive index in left-handed materials*, Phys. Rev. Lett. 85, 2933, (2000).
- 75 A. L. Pokrovski et A. L. Efros, *Diffraction in left-handed materials and theory of Veslago lens*, Condensed Mater. 0202078, (2002).
- 76 J. T. Shen et P. M. Platzman, *Near field imaging with negative dielectric constant lenses*, App. Phys. Lett. 80, 3286, (2002).
- 77 G. Dewar, *Candidate for  $\mu < 0$ ,  $\epsilon < 0$  nanostructures*, Intern. J. of Modern. Phys. B. 15, 3258, (2001).
- 78 M. C. Netti, A. Harris, J. J. Baumberg, D. M. Whittaker, M. B. D. Charlton, M. E. Zoorob et G. J. Parker, *Optical birefringence in photonic crystal waveguides*, Phys. Rev. Lett. 56, 14526, (2001).
- 79 M. Imada, S. Noda, A. Chutiman, T. Tokuda, M. Murata et G. Sasaki, *Coherent two-dimensional lasing action in surface emitting laser with triangular lattice photonic crystal structure*, App. Phys. Lett. 75, 316, (1999).

- 80 S. Noda, M. Yokohama, M. Imada, A. Chuitman et M. Muchizuki, *Polarisation mode control of two-dimensional photonic crystal laser by unit cell structure design*, Science. 293, 1123, (2001).
- 81 M. Meier, A. Mekis, A. Dodaballapur, A. Timko, R. E. Slusher, J. D. Joannopoulos et O. Nolasamu, *Laser action from two-dimensional distributed feedback in photonic crystals*, App. Phys. Lett. 74, 7 (1999).
- 82 M. Notomi, H. Susuki et T. Tamamura, *Directional lasing oscillation of two-dimensional organic photonic crystal laser at several photonic band gaps*, App. Phys. Lett. 78, 1325, 2001.
- 83 M. Zelsman, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, B. dal'Zotto, M. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Roméo et X. Letartre, *Seventy-fold enhancement of light extraction from a defectless photonic crystal made on silicon-on-insulator*, App. Phys. Lett. 83, 2542, (2003).
- 84 H. Y. Ryu, Y. H. Lee, R. L. Sellin et D. Bimberg, *Over 30-fold enhancement of light extraction from free-standing photonic crystal slabs with InGaAs quantum dots at low temperature*, App. Phys. Lett. 78, 2001, (2001).
- 85 M. Boroditsky, T. F. Krauss, R. Cioccioli, R. Vrijen, R. Bhat et E. Yablonovitch, *Light extraction from optically pumped light-emitting-diode by thin-slab photonic crystal*, App. Phys. Lett. 75, 1036, (1999).
- 86 A. A. Erchak, D. J. Ripin, S. Fan, P. Rakich, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen, G. S. Petrich et L. A. Kolodziejski, *Enhanced coupling to vertical radiation using two-dimensional photonic crystal in a semiconductor light-emitting diode*, App. Phys. Lett. 78, 563, (2001).
- 87 G. W. Rieger, K. S. Virk et J. F. Young, *Nonlinear propagation of ultrafast 1.5 $\mu$ m pulses in high-index-contrast silicon-on-insulator waveguides*, App. Phys. Rev. 84, 900, (2004).
- 88 C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Roméo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor D'Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocar et B. Aspar, *Two-dimensional hexagonal shaped microcavities formed in a two dimensional photonic crystal on an InP membrane*, J. App. Phys. 93, 23, (2003).
- 89 David, M. El Kurdi, P. Boucaud, A. Chelnokov, V. Le Thanh, D. Bouchier et J. M. Loutioz, *Two-dimensional photonic crystal with Ge/Si self-assembled islands*, App. Phys. Lett. 83, 2509, (2003).



- 90 W. L. Ng, M. A. Lourenço, R. M. Gwilliams, S. Ledain, G. Shao et K. P. Homewood, *An efficient room-temperature silicon based light-emitting diode*, Nature. 410, 192, (2001).
- 91 B. Zheng, J. Michel, F. Y. G. Ren, L. C. Kimerling, D. C. Jacobson et J. M. Poate, *Room-temperature sharp line electroluminescence at  $\lambda=1.54\ \mu\text{m}$  from an erbium-doped, silicon light-emitting diode*, App. Phys. Lett. 64, 2842, (1994).
- 92 H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang et M. Paniccia, *A continuous-wave Raman silicon laser*, Nature. 433, 725, (2005).
- 93 H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, R. Nicollaeescu, A. Fang et M. Paniccia, *An all-silicon Raman laser*, Nature. 433, 292, (2005).
- 94 D. F. Kyser, *Monte Carlo simulation of spatially distributed beams in electron beam lithography*, J. Vac Sci. Tech. 21, (1975).
- 95 M. Madou, *Fundamentals of microfabrication*, CRC Press, N. Y. (1997).
- 96 L. Mader et J. Hoepfner, *Ion beam etching of Silicon Dioxide on Silicon*, J. Electrochem. Soc. 123, 1893, (1976).
- 97 J. Menlgailis, *Focused ion beam technology and applications*, J. Vac. Sci. Tech. B. 5, 469, (1987).
- 98 S. A. McAuley, H. Ashraf, L. Atabo, A. Chambers, S. Hall, J. Hopkins et G. Nicholls, *Silicon micromachining using a high-density plasma source*, J. Phys. D : App. Phys. 34, 2762, (2001).
- 99 L. Kimerling, K. D. Kolenbrander, J. Michel et J. Palm, *Light emission from silicon*, Solid state physics. 50, 333, (1997).
- 100 U. Gnatzmann et K. Clausecker, *Theory of direct optical transition in an optical indirect semiconductor with a superlattice structure*, App Phys. 3, 9, (1974).
- 101 G. Davies, *The optical properties of luminescence centers in Si*, Phys. Reports. 176, 83, (1989).
- 102 V. Lehmann et U. Gösele, *Porous silicon formation : a quantum wire effect*, App. Phys. Lett. 58, 856, (1991).

- 103 A. Polman, *Erbium implanted thin film photonic materials*, J. App. Phys. 82, 1, (1997)
- 104 M. Stepikhova, W. Jantsch, G. Kocher, L. Palmetshofer, M. Schoisswohl et H. J. von Bardeleben, *Direct excitation spectroscopy of Er centers in porous silicon*, App. Phys. Lett. 72, 2975, (1997).
- 105 M. S. Bresler, O. B. Gusev, V. Kh. Kudoyarova, A. N. Kustnov, P. E. Pak, E. I. Terukov, I. N. Yassievich, B. P. Zakharchenya, W. Fuhs et A. Sturn, *Room-temperature photoluminescence of erbium-doped hydrogenated amorphous silicon*, App. Phys. Lett. 67, 3599, (1995).
- 106 P. G. Kik, M. L. Brongersma et A. Polman, *Strong exciton-erbium coupling in Si nanocrystal-doped SiO<sub>2</sub>*, App. Phys. Lett. 76, 2325, (2000).
- 107 G. Chartier, *Manuel d'optique*, Édition Hemes, (1997).
- 108 C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d'Yerville, D. Cassagne, and J. P. Albert, E. Jalaguier, S. Pocas, et B. Aspar, *Two dimensional hexagonal-shaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an InP membrane*, J. App. Phys. 93, 23, (2003).
- 109 N. Pauc, *Condensation d'excitons dans les nanostructures de Silicium*, thèse de doctorat. Université Joseph Fourier, Grenoble, (2004).
- 110 B. Cluzel, *Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photonique en silicium sur isolant*, thèse de doctorat, Université de Bourgogne, Dijon, (2005).
- 111 M. Rattier, H. Benisty, E. Schwoob, C. Weisbuch, T. F. Krauss, C. J. M. Smith, R. Houdré et U. Oesterle, *Omnidirectional and compact guided light extraction from Archimedean photonic lattices*, App. Phys. Lett. 83, 1283, (2003).
- 112 J. J. Wierer, M. R. Krames, J. E. Epler N. F. Gardner, M. G. Craford, J. R. Wendt, J. A. Simmons et M. M. Sigalas, *InGaN/GaN quantum-well heterostructure light emitting diodes employing photonic crystal structures*, App. Phys. Lett. 84, 2885, (2004).
- 113 B. Cluzel, V. Clavo, P. Noé et E. Hadji, *Single-mode room-temperature emission with a silicon rod lattice*, App. Phys. Lett. 89, 201111, (2006).

- 114 R. A. Soref et B. R. Bennett, *Electrooptical effects in silicon*, J. Quantum. Elec. 23, 123, (1987).
- 115 D. Sotta, *Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant*, Thèse de doctorat. Université Joseph Fourier, Grenoble, (2002).
- 116 B. Zheng, J. Michel, F. Y. G. Ren, L. C. Kimerling, D. C. Jacobson et J. M. Poate, *Room-temperature sharp line electroluminescence at  $\lambda=1.54\ \mu\text{m}$  from an erbium-doped, silicon light-emitting Diode*, App. Phys. Lett. 64, 2842, (1994).
- 117 F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa, A. Polman, S. Libertino, R. Barklie and D. Carey, *The erbium-impurity interaction and its effects on the  $1.54\ \mu\text{m}$  luminescence of  $\text{Er}^{3+}$  in crystalline silicon*, J. App. Phys. 78, 3874 (1995).
- 118 P. G. Kik, M. L. Brongersma et A. Polman, *Strong exciton-erbium coupling in Si nanocrystal-doped  $\text{SiO}_2$* , App. Phys. Lett. 76, 2325, (2000).
- 119 K. D. Vernon-Parry, J. H. Evans-Freeman, I. D. Hawkins, P. Dawson et A. R. Peaker, *Effect of dislocations on the photoluminescence decay of  $1.54\ \mu\text{m}$  emission from erbium-doped silicon*, J. App. Phys. 89, 2715, (2001).
- 120 F. Priolo, G. Franzo, S. Coffa et A. Carnera, *Excitation and nonradiative deexcitation processes of  $\text{Er}^{3+}$  in crystalline Si*, Phys. Rev. B. 57, 4443, (1998).
- 121 S. Coffa, G. Franzo et F. Priolo, *Understanding and control of the erbium non-radiative de-excitation processes in silicon*, Journal of Luminescence. 80, 19, (1998).
- 122 S.S. Iyer, Y.-H. Xie, *Light emission from silicon*, Science. 260, 40, (1993).
- 123 S. Furukawa, T. Miyasato, *Quantum size effects on the optical band gap of microcrystalline Si:H*, Phys. Rev. B. 38, 5726, (1988).
- 124 F. Iacona, G. Franzó, C. Spinella, *Correlation between luminescence and structural properties of Si nanocrystals*, J. Appl. Phys. 87, 1295, (2000).
- 125 F. Priolo, G. Franzó, D. Pacifici, V. Vinciguerra, F. Iacona, A. Irrera, *Role of the energy transfer in the optical properties of undoped and Er-doped interacting Si nanocrystals*, J. Appl. Phys. 89, 264, (2001).

- 126 L. Bigot, A.-M. Jurdyc, B. Jacquier, L. Gasca, D. Bayart, *Resonant fluorescence line narrowing measurements in erbium-doped glasses for optical amplifier*, Phys. Rev. B. 66, 214204, (2002).
- 127 J. Verbert, F. Mazen, T. Charvolin, E. Picard, V. Calvo, P. Noé, J.-M. Gérard, and E. Hadji, *Efficient coupling of Er-doped silicon-rich oxide to microdisk whispering gallery modes*, App. Phys. Lett. 86, 11 1117, (2005).
- 128 A. Yariv et P. Yeh, *Optical waves in crystals*, Chapt 7. Wiley, New York, (1996).
- 129 X. Li, P. Boucaud, X. Checoury, M. El Kurdi, S. David, S. Sauvage, N. Yam, F. Frossard, D. Bouchier, J. M. Fedeli, A. Salomon, V. Calvo et E. Hadji, *Quality factor control of Si-based two-dimensional photonic crystals with a Bragg mirror*, App. Phys. Lett. 88, 091122, (2006).
- 130 B. Ben Bakir, Ch. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, M. Zussy, L. Di Cioccio et J. M. Fedeli, *Surface-emitting microlaser combining two-dimensional photonic crystal membrane and vertical Bragg mirror*, App. Phys. Lett. 88, 081113, (2006).
- 131 U. Fano, *Effect of configuration interaction on intensities and phase shifts*, Phys. Rev. 124, 1866, (1961).
- 132 R. Hull, *Properties of crystalline Silicon*, Inspec Publication, IEE, EMIS Series, 20, (1999).
- 133 W. Spitzer and H. Y. Fan, *Infrared Absorption in n-Type Silicon*, Phys. Rev. 108, 268, (1957).

## Publications

Ce travail a donné lieu aux publications suivantes :

### Revues Internationales.

A. Salomon, V. Calvo, M. Zelsmann, T. Charvolin J. M. Fedeli, et E. Hadji, *Erbium doped photonic crystal microcavity for light extraction enhancement at 300K*, IEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronic.,12, 1077, (2006).

X. Li, P. Boucaud, X. Checoury, M. El Kurdi, S. David, S. Sauvage, N. Yam, F. Frossard, D. Bouchier, J. M. Fedeli, A. Salomon, V. Calvo et E. Hadji, *Quality factor control of Si-based two-dimensional photonic crystals with a Bragg mirror*, App. Phys. Lett. 88, 091122, (2006).

A. Salomon, V. Calvo, E. Picard, B. Cluzel, J.M. Fedeli and E. Hadji, *Tunable light extraction and quality factor by coupling at wavelength scale a photonic crystal to a movable Bragg mirror*, soumis App. Phys. Lett.

### Congrès internationaux.

A.Salomon, V.Calvo, E. Picard, E. Hadji, *Optical losses control by finely tuning the distance between a Bragg Mirror and a 2D PC*, Trends in NanoTechnologies, 04-08 septembre 2006, Grenoble, (France)

Poster.

A.Salomon, V.Calvo, E. Picard, J. M. fedeli, E. Hadji, *Properties of coupling a 2D SOI Photonic Crystal to a Bragg mirror*, ICTON- IEEE/LEOS, 18-22 Juin 2006, Nottingham, (Angleterre).

Oral invité.

A.Salomon, V.Calvo, E. Picard, J. M. fedeli, E. Hadji, *Investigating the coupling of two and one dimensional photonic crystals: tuning the spacing air gap at the scale of the wavelength*, European MRS, 31 Mai-3 Juin 2006, Nice, (France).

Poster

A.Salomon, V.Calvo, E. Picard, J. M. fedeli, E. Hadji, *Strong light extraction enhancement in Erbium doped SOI based photonic crystals*, 2<sup>nd</sup> International Conference on group IV Photonics, 21-23 Septembre 2005, Anvers, (France).

Oral.

A.Salomon, V.Calvo, E. Picard, J. M. fedeli, E. Hadji, *Quasi 3D photonic crystal structures on SOI*, PECS VI, 19-24 Juin 2005, Aghia Pelaghia, Crète, (Grèce).

Poster.



# **Cristaux photoniques bidimensionnels en Silicium sur Isolant et leur couplage avec un miroir de Bragg.**

Analogues aux cristaux électroniques, les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques dont l'indice optique est modulé. Comme en électronique, où la variation périodique du potentiel structure la dispersion énergétique des électrons, cette modulation de l'indice structure la dispersion en énergie des photons. Il est alors possible de contrôler ces derniers en leur interdisant des bandes de fréquences et certaines directions. De plus, de part leur forte intégration ainsi que leur compatibilité de fabrication avec la filière silicium, les cristaux photoniques en Silicium sur Isolant (SOI), disposent d'un fort potentiel pour la mise au point d'une future électro-photonique intégrée sur silicium. Dans ce contexte, ce travail s'attache à l'étude de sources optiques à cristaux photoniques en SOI et plus particulièrement au couplage entre une source à cristal photonique bidimensionnel et un miroir de Bragg.

Dans un premier temps nous nous intéressons aux aspects théoriques et technologiques des cristaux photoniques. Nous abordons les principes physiques de la structure de bande photonique afin de cerner les modes de fonctionnement ainsi que les propriétés des cristaux photoniques pour ensuite décrire les moyens de fabrication et de caractérisation optique.

Dans un deuxième temps nous nous attaquons à l'étude de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'extraction de lumière. Au cours de cette étape nous mettons en évidence que le couplage de désexcitations radiatives avec de modes optiques de cristaux photoniques permet de nettement améliorer l'extraction lumineuse. En exploitant des modes de cavités, des modes lents et une combinaison astucieuse des deux, nous présentons la mise au point de sources optiques à  $1.1\mu\text{m}$ . Ces résultats concordent avec les calculs par la méthode des ondes planes des diagrammes de bande correspondant.

Enfin nous étudions le couplage entre cristaux photoniques bidimensionnels et miroir de Bragg. Nous nous intéressons spécialement au rôle de la distance de couplage entre le miroir et le cristal sur les propriétés d'extraction et du facteur de qualité (Q). Après avoir développé un montage original permettant de moduler cette distance sur quelques micromètres, nous montrons que les deux quantités précédentes en sont des fonctions périodiques de période  $\lambda/2$ . Les résultats obtenus montrent aussi une augmentation de l'extraction lumineuse et du Q par rapport à ceux de cristal seul. Ces mesures expérimentales sont en adéquation avec des calculs FDTD bidimensionnel. Nous terminons cette étude par la présentation de premières structures associant un cristal photonique avec deux miroirs de Bragg.

**Mots clefs :** cristaux photoniques, SOI, modes lents, microcavité, miroir de Bragg, extraction lumineuse, facteur de qualité.

## **Two dimensional Silicon On Insulator photonic crystals and their coupling to a Bragg mirror.**

Similar to electronic crystals, photonic crystals are materials whose dielectric is modulated. Just like in electronic, where the periodical variation of the potential structures the electrons' energies dispersion, this modulation of the optical index structures the photons' energies dispersion. It is then possible to control light by forbidding certain energies band or space directions. In addition, because of their high integration and their compatibility with conventional C-MOS type technologies, Silicon On Insulator (SOI) photonics crystals possesses a strong potential for the development of future electro-photonic chips. In this context, the object of this thesis works was the study of SOI photonic crystals light sources and especially the coupling between two dimensional photonic crystal light sources and a Bragg mirror.

In a first part, this work focuses on the theoretical and technological aspects of photonic crystals. We describe the physical principles, especially the band structure, of photonic crystals in order to exhibit the way they operate and their properties. Then we present the technological fabrication as well as optical characterization tools.

In a second part, we report on the coupling between radiatives desexcitations and photonic crystals' optical modes. We demonstrate that by coupling to slow group velocity modes or cavity modes, an optical source at  $1.1\mu\text{m}$  can be achieved. The results obtained are in agreements with calculated band diagrams.

Finally we investigate the coupling between a Bragg mirror and a two dimensional photonic crystal. More precisely, we study the impact of the coupling distance on light extraction and the quality factor (Q). We show that these two quantities are periodical functions of  $\lambda/2$  of it. We also exhibit that, according to the coupling distance, it is possible to enhance light extraction and the Q, compared to the characteristics of the single crystal. At last we present the first realization of a device coupling a two dimensional photonic crystal and two Bragg mirrors.

**Keywords:** photonic crystals, SOI, slow group velocity modes, micro-cavity, Bragg mirror, light extraction, quality factor.