

# Université Mohamed Boudiaf - M'Sila

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



Numéro de série.....

Numéro d'inscription: DE /12/15

## Thèse

Présentée pour l'obtention du diplôme de

## DOCTORAT EN-SCIENCES

**Spécialité : Electronique**

## THEME

### **ETUDE ET CONCEPTION DE CAPTEURS MECANQUES A BASE DE CRISTAUX PHOTONIQUES.**

**Présentée Par**

**ZOUACHE TAREK**

**Soutenue le 03/10/ 2019**

**Devant le jury composé de :**

SAIGAA Djamel	Professeur	Univ. de M'Sila	Président
HOCINI Abdesselam	Professeur	Univ. de M'Sila	Rapporteur
LIDJICI Hamza	Professeur	Univ. de Laghouat	Examineur
KHEDROUCHE Djamel	Professeur	Univ. de M'Sila	Examineur
BELHANI Ahmed	Maitre de conférences A	Univ. de Constantine 1	Examineur
MOUETSI Souheil	Maitre de conférences A	Univ. de Oum El Bouaghi	Examineur

**Année Universitaire : 2018/2019**

## Remerciement

*Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été effectué au sein du Laboratoire d'Analyse des Signaux et Systèmes (LAAS) d'Université Mohamed Boudiaf de M' Sila,*

*Mes pensées vont tout d'abord au professeur **HOCINI Abdesselam**, Professeur au département d'électronique, qui est à l'origine du sujet traité dans cette thèse et qui a accepté de me diriger tout au long de la réalisation de ce travail de recherche. Un grand merci pour sa patience et son précieux suivi de ce travail.*

*Aussi, j'exprime ma sincère reconnaissance aux membres du jury qui ont acceptés de faire partie de mon jury de thèse et dans ce contexte,*

*J'exprime ma vive gratitude au Professeur **Djamel SAIGAA**, Professeur à l'Université de M'Sila, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de ma soutenance.*

*Je remercie aussi vivement le Professeurs **Djamel KHEDROUCHE**, Professeur à l'Université M'Sila, pour l'intérêt qu'il a porté à ce modeste travail et pour m'avoir honoré en acceptant de l'examiner en participant au jury de thèse.*

*Mes remerciements vont également au Professeur **Hamza LIDJICI**, Professeur à l'Université de Laghouat, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de l'examiner en participant au jury de thèse.*

*Je remercie également Monsieur **Ahmed BELHANI**, Maitre de conférences A, à l'Université de Constantine 1, pour l'intérêt qu'il a porté à ce modeste travail*

---

*et pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de le juger en tant que membre du jury de thèse.*

*Je tiens également à remercier Monsieur **Souheil MOUETSI**, Maitre de conférences A, à l'Université de Oum El Bouaghi pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour l'honneur qu'il m'a fait en me donnant son avis favorable pour l'examiner et de le juger en tant que membre de jury.*

*Finalement, je tiens aussi à remercier tous les membres de l'équipe que j'ai pu côtoyer durant toutes ces années passées dans le laboratoire LAAS, en particulier: Ahmed Kahlouche, Ahlem Harzouz, Mohammed Temmar, Riad Moukhtari, Mouhssin Maache, Oussama Bouleghlimat.*

## *Dédicaces*

*Je dédie ce travail à,*

*A ma très chère mère quoi que je fasse ou que je dise, je ne saurais point te remercier comme il se doit. Ton affection me couvre, ta bienveillance me guide et ta présence à mes côtés a toujours été ma source de force pour affronter les différents obstacles.*

*A la mémoire de mon très cher père.*

*A ma femme qui n'a jamais cessé de me soutenir durant les années de réalisation de ce modeste travail.*

*A mes très chers frères et sœurs.*

*Puisse Dieu vous donner santé, bonheur, courage et surtout réussite*

---

## **Résumé :**

Les cristaux photoniques (Photonic Crystals en anglais) représentent une nouvelle classe de matériaux optiques qui emmène l'interaction lumière matière à un niveau de sophistication très haut. Ces structures artificielles sont caractérisées par des arrangements périodiques en une seule dimension (1D), deux dimensions (2D) ou tridimensionnels (3D) de matériaux diélectriques qui conduisent à la formation d'une structure de bande d'énergie pour les ondes électromagnétiques se propageant à l'intérieur.

Les progrès récents de la technologie de la micro-structuration offrent une flexibilité énorme dans le choix de la composition du matériau, de la périodicité du réseau et de la symétrie de ces arrangements, permettant de fabriquer des cristaux photoniques avec des structures incorporant des défauts volontairement placés aux seins de leurs réseaux. En conséquence, la structure de modes associées à ces cristaux photoniques modifiés, peuvent être adaptées à presque tous les domaines et en particulier dans le domaine de la détection.

En raison de l'effet du fort confinement des photons dans les défauts comme les microcavités et les défauts linéiques tel que les guides d'ondes réalisées dans ce types de structures, de ultras hautes résolutions de l'ordre de la mono molécule ou volume ultime de l'ordre de femto litre peuvent être atteintes grâce à des capteurs réalisés par la technologie des cristaux photoniques. Par conséquent, les cristaux photoniques rendent possible la réalisation de capteurs de hyper sophistiqués et permettent même de concevoir des vrais laboratoires sur une seule puce.

Ce travail entre dans ce contexte, en effet nous allons ici concevoir des capteurs mécaniques à base de cristaux photoniques bidimensionnels. Parmi ces capteurs mécaniques nous allons proposer des designs assurant la mesure de pressions et de déplacement avec de grande sensibilité.

Mots clés : Cristaux photoniques bidimensionnels, indice effectif de réfractons, sensibilité RI, capteurs mécaniques, sensibilité en pression, sensibilité au déplacement.

---

**Liste des symboles :**

*CPhs* : Cristaux photoniques.

*BIP* : Bande Interdite Photonique

$\vec{H}(\vec{r}, t)$  : Le champ magnétique

$\vec{E}(\vec{r}, t)$  : Le champ électrique.

$\vec{r}$  : Le vecteur position dans l'espace réel.

$t$  : le temps

*TE* : Transverse Electrique, polarisation TE

*TM* : Transverse Magnétique, polarisation TM

$\lambda$  : Longueur d'onde

$\lambda_0$  : Longueur d'onde de résonance

$a$  : Période du cristal photonique

$r$  : Rayon des trous du cristal photonique

$R_c$  : Rayon des trous de la microcavité.

$n$  : Indice de réfraction

$n_{eff}$  : Indice de réfraction effectif

$\vec{k}$  : Vecteur d'onde.

$c$  : Célérité de la lumière dans le vide.

$\epsilon_0$  : Permittivité électrique du vide.

$\epsilon_r$  : Permittivité électrique relative du diélectrique.

$\mu_0$  : Perméabilité magnétique du vide.

$\mu_r$  : Perméabilité magnétique relative du matériau.

$u$  : Fréquence normalisée.

$\omega$  : La pulsation.

$\psi(\vec{r})$  : La fonction d'onde de l'électron dans le solide.

$\hbar$  : Constante de Planck réduite.

$\xi$  : Energie du puits de potentiel.

$V(\mathbf{r})$  : Le potentiel cristallin.

*BIP* : Bande Interdite Photonique

*1D, 2D, 3D* : une dimension, deux dimensions et trois dimensions respectivement.

*PICs* : Photonic Integrated Circuits, circuits photoniques intégrés

*FWHM* : Full Width at Half Maximum, largeur à mi-hauteur du pic

*FDTD* : Méthode de calcul des différences finies dans le domaine temporel

---

*PWE : Plane Wave Expansion method, méthode de décomposition en ondes planes.*

*S : La sensibilité du capteur*

*RI : Réfractive Index*

*S<sub>RI</sub> : Sensibilité à l'indice de fraction*

*S<sub>P</sub> : Sensibilité à a pression*

*Q : Facteur de Qualité*

*LD : Limite de Détection*

*SOI : Silicon On Insulator ( silicium déposé sur isolant)*

*F : facteur de compacité.*

*FSR : L'intervalle spectral libre.*

*K° : degré kelvin.*

*C° : degré Celsius.*

*T : Température.*

*RIU : Réfractive Index Unit, unité de l'indice de réfraction.*

*n<sub>ij</sub> : représente l'indice de réfraction suivant les directions ij respectivement,*

*σ<sub>ij</sub> : la pression appliquée le long des direction ij.*

*E : le module de Yound.*

*V : rapport de Poisson du matériau.*

*P<sub>ij</sub> : Les constantes opto-mécanique du matériau.*

*ΔT : La variation de la transmission.*

*Δx : Le déplacement*

---

## Liste des figures

Figure 1.1 : Structure de base d'un cristal photonique mono dimensionnel.

Figure 1.2 : Structure de base d'un cristal photonique bidimensionnel, a) Structure déconnectée, b) Structure connectée.

Figure 1.3 : Structure d'un cristal photonique tridimensionnel du type tas de bois, a) Image MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium, b) La même structure mais cette fois fabriquée sur le GaAs par procédé de fusion/élimination.

Figure 1.4 : Structure d'un cristal photonique tridimensionnel du type Opales inversé sur substrat en silicium, a) Les sphères de SiO<sub>2</sub> sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température empêche une sédimentation non désirée de particules, b) Structure opale plane assemblée à partir de sphères de diamètres 855nm directement sur substrat silicium, c) La structure opale est d'abord infiltrée avec du silicium, puis les sphères de SiO<sub>2</sub> sont retirées par gravure humide.

Figure 1.5 : Schématique du diagramme de dispersion  $\omega(k)$  d'une structure périodique unidimensionnel à large contraste d'indice.

Figure 1.6 : a) Relation de dispersion d'un cristal unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence normale : une bande d'énergie interdite apparaît aux bords de la zone de Brillouin. b) Incidence oblique.

Figure 1.7 : Schématique d'une section prise d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau triangulaire. Cette section est prise pour montrer l'équivalence du réseau triangulaire avec celui hexagonal.

Figure 1.8 : Structure de bande d'un cristal photonique bidimensionnel.

Figure 1.9 : Carte des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon_r = 11.4$ ), a) Réseau carré, b) Réseau triangulaire.

Figure 1.10 : Coupe verticale d'un guide planaire utilisé en cristaux photoniques bidimensionnels pour le confinement. a) Guide enterré avec cœur et gaine, b) Guide membranaires.

Figure 1.11 : Laser à cristaux photoniques bidimensionnels sur guide membranaire.

Figure 1.12 : Guide planaire réalisé par gravure photo-électrochimique du silicium.

Figure 1.13 : Figure montrant le réseau carré. a) Réseau direct, b) Réseau réciproque, c) Zone de Brillouin

Figure 1.14 : Figure montrant le réseau Triangulaire. a) Réseau direct, b) Réseau réciproque, c) Zone de Brillouin.

Figure 1.15 : Figure montrant le réseau Hexagonal. a) Réseau direct, b) Réseau réciproque, c) Zone de Brillouin

Figure 1.16 : Figure montrant le réseau direct d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique et à côté de lui son réseau réciproque. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés ( $\Gamma$ , M et K) et la convention utilisé pour la polarisation est donnée. A le paramètre de maille et  $r$  le rayon des trous.

Figure 1.17 : Diagramme de bande d'un cristal photonique hexagonale de trous d'air dans une matrice de diélectrique ( $\epsilon_r = 12$ ) pour un facteur de remplissage en air de 63%. ( $r/a = 0.43$ ). Les bandes TE sont en traits pleins et les bandes TM en pointers. On voit l'apparition d'une large bande interdite pour les polarisations TE et TM.

Figure 1.18 : Représentation d'un réseau carré dans l'espace réel et l'espace réciproque avec sa première zone de Brillouin. .

Figure 1.19 : Représentation des réseaux directs et réciproques ainsi que la zone de Brillouin pour les réseaux. a) Carré, b) Triangulaire.

Figure 1.20 : Exemple de cristaux photonique bidimensionnels planaire à haut contraste d'indice vertical. a) Membrane de  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$  suspendue dans l'aire d'épaisseur 270nm, b) Cristal photonique planaire avec des trous profonds de  $\sim 0.5\mu m$ , gravé partiellement dans la couche  $Al_xO_y$  qui fonctionne comme gaine de bas indice ( $n \approx 1.5$ )

Figure 1.21 : Schématique de l'équivalence indice réel indice effectif.

Figure 1.22 : Transmission d'un cristal photonique hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire

Figure 1.23 : Guide d'onde de différentes configurations réalisé dans un cristal photonique hexagonal. a) Guide à cavité couplées, b) Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma M$ , c) Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma K$ .

Figure 1.24 : Guide d'onde de différentes configurations réalisé dans un cristal photonique hexagonal. a) Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma M$ , b) Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma K$ .

Figure 2.1: recueil d'applications à base de cristaux.

Figure 2.2 : Structure du capteur de température proposée par F.Hai et al .

Figure 2.3 : Structure du capteur de température proposée par A.Hocini et A.Harhouz .

Figure 2.4 : Le capteur biochimique proposée par L. Martiradonna et al.

Figure 2.5 : Image prise par microscope électronique de la structure du capteur biochimique proposée par E. Chow et al .

Figure 2.6 : Image prise par microscope électronique de la structure optimisée du capteur biochimique proposée par H. Kurt and D. S. Citrin.

Figure 2.7 : Vue du haut prise par microscope optique de la structure du capteur biochimique proposée par C.A. Barrios et al.

Figure 2.8 : image prise par microscope électronique de la structure du capteur de gaz proposé par T. Sunner et al.

Figure 2.9 : Structure optimisée du capteur de méthane proposée par Ya-nan Zhanga et al.

Figure 2.10 : Le capteur de fluide proposée T.Hasek et al. a) Le cristal photonique utilisé, b) Le guide d'onde réalisé dans le cristal photonique.

Figure 2.11 : Le capteur de fluide proposée M. Loncar et al. a) Image microscope électronique du cristal photonique, b) Distribution du champ électrique dans le cristal photonique

Figure 2.12 : Photo prise par microscope électronique du capteur de fluide présenté par D.F. Dorfner et al.

Figure 2.13 : Le capteur de pression proposé par L.Chengkuo et al.

Figure 2.14 : Le capteur de pression proposé par T. Stomeo et al.

Figure 2.15 : Le capteur de pression proposé par S.Olyae et al.

Figure 2.16 : Le capteur de pression proposé par S.Olyae et al.

Figure 2.17 : Le capteur de pression proposé par S. Tao et al.

Figure 2.18 : Modification de la géométrie des trous pour le cas. a) Cas ou la structure est étirée, b) Cas ou la structure est compressée

Figure 2.19 : Capteur de déplacement proposé par O.Levy et al.

Figure 2.20 : Capteur de déplacement proposé par Zhenfeng et al.

Figure 2.21 : Capteur de déplacement proposé par D. Yang et al.

Figure 2.22 : Capteur de déplacement proposé par Saeed OLYAEE et Morteza AZIZI.

Figure 2.23 : Capteur de déplacement proposé par **P. Rani** et al.

Figure 3.1: Structure du capteur de pression en germanium que nous avons proposé.  
L'élément sensible ici est une microcavité  $h_0$  couplée à un guide d'onde.

Figure 3.2 : Structure de bande d'énergie. On voit l'apparition de deux bandes interdites photoniques pour la polarisation TM. la plus large est située entre les fréquences normalisées.

Figure 3.3: La variation de l'indice de réfraction du germanium en fonction de la pression hydrostatique en GPa.

---

Figure 3.4: Réponses de la structure proposée. a) La courbe en rouge représente la transmission du au guide d'onde seulement. b) La courbe en noire représente la transmission du au guide d'onde couplé à une microcavité  $H_0$ .

Figure 3.5: Réponse du capteur pour différentes pressions. La pression appliquée est comprise entre 0 et 10GPa par pas de 1GPa .

Figure 3.6 : Tracé de la variation des longueurs d'ondes de résonances correspondantes des spectres de réponses en fonction de la pression.

Figure 3.7 : Tracé de la sensibilité du capteur de pression proposé .

Figure 3.8 : a) Structure initiale du capteur de gaz développé par Y. Zhang et al. [10], b) Structure initiale du capteur de pression en silicium que nous avons proposé. Le réseau choisi est de forme triangulaire de période  $a$  de 500 nm et un rayon de trou de  $0.33a$ .

Figure 3.9 : Diagramme de dispersion de la structure en silicium avec des trous d'air sans défauts. Cette figure montre l'existence d'une large bande interdite pour la polarisation TM situé entre les fréquences normalisées et c'est cette bande que nous allons utiliser.

Figure 3.10: Les différents designs pris en considération dans en premier lieu comme structure pour le capteur de pression. Et c'est une seule de ces quatre structures qui restera après les différents procédés d'optimisations que nous ferons à la suite dans ce chapitre. Tous les designs ont structure triangulaire de période  $a$  de 500 nm et un rayon de trou de  $0.33a$ .

Figure 3.11: Optimisation de la structure 1 représenté en figure 3.10.b en fonction de la transmission, le facteur de qualité et la sensibilité pour une variation de  $R_c$  considérés allant de  $0.36a$  à  $0.42a$ . La valeur  $R_c/a = 0.37$  semble être la bonne valeur car elle correspond à un bon compromis entre les paramètres importants de la structure cités précédemment pour un indice de réfraction effectif  $n_{eff}$  de a) 2,8 et b) 2,83985.

Figure 3.12: Spectres de transmission de la réponse en fonction de la pression de la structure 1 pour  $R_c = 0.37a$ .

Figure 3.13: Sensibilité SRI (en noire) et SP (en rouge) de la structure 1 pour  $R_c = 0.37a$ .

Figure 3.14: Facteurs de qualité des spectres de sorties de la structure 1 correspondant à différentes valeurs de la pression entre 0 et 7 GPa par pas de 1GPa.

Figure 3.15: Réponse de la structure 2 en fonction de  $R_c$ . On remarque de cette figure que la partie exploitable de  $R_c$  est située entre  $0.36a$  et  $0.39a$  seulement. Pour  $R_c$

supérieure à  $0.39a$  les peak de transmission sont déformés et les longueurs d'onde de résonances changent de sens d'évolutions.

Figure 3.16 : Optimisation du rayon  $R_p$ . La variation de  $R_p$  prise en considération est entre  $0.4r$  et  $0.8r$  par pas de  $0.1r$ .

Figure 3.17 : Longueurs d'ondes de résonances en fonction de  $R_c$  pour les différents cas de structures considérés dans cette étude.

Figure 3.18 : Optimisation de la structure 1 représenté en figure 3.10.c en fonction de la transmission, le facteur de qualité et la sensibilité pour une variation de  $R_c$  considérés allant de  $0.36a$  à  $0.42a$  et pour  $R_p = 0.6r$  pour un indice de réfraction effectif  $n_{eff}$  de a) 2,8 et b) 2,83985.

Figure 3.19: La forme de la structure optimale du capteur de pression en silicium ayant une période  $a$  de  $500\text{nm}$ ,  $r$  de  $500\text{ nm}$ ,  $R_c$  de  $0.39a$  et  $R_p$  de  $0.6r$ .

Figure 3.20: Les spectres de transmissions des réponses du capteur pour différentes pressions entre 0 et  $7\text{GPa}$  par pas de  $1\text{GPa}$  et pour  $R_c = 0.39a$ .

Figure 3.21: Comparaison des spectres de transmissions pour la structure 1 et celle optimale pour les pressions  $0\text{GPa}$  et  $1\text{GPa}$  respectivement.

Figure 3.22: Sensibilité SRI et SP de la structure finale du capteur de pression en silicium.

Figure 3.23: Comparaison des facteurs de qualités des spectres des réponses des deux structures : La structure 1 et la structure finale en fonction de la pression.

Figure 4.1 : matrice de base des trous d'air dans le substrat en silicium

Figure 4.2 : Diagramme de dispersion de la structure en silicium avec des trous d'air sans défauts. Cette figure montre l'existence d'une large bande interdite pour la polarisation TM situé entre les fréquences normalisées et c'est cette bande que nous allons utiliser.

Figure 4.3 : Le design proposé pour le capteur de déplacement

Figure 4.4 : Figure donnant la façon avec laquelle on crée la cavité  $H_0$  grâce au décalage  $S_x$

Figure 4.5 : Fonctionnement et réponse du capteur de déplacement

Figure 4.6 : Test de la structure que nous avons proposée avant son utilisation en tant que capteur de déplacement.

Figure 4.7-a : Spectre exploitable de la réponse du capteur.

Figure 4.7-b : Spectre de réponse autour de la longueur d'onde  $3.118\mu\text{m}$

Figure 4.7-c : Spectre de réponse autour de la longueur d'onde  $3.3667\mu\text{m}$

Figure 4.7-d: Spectre de réponse autour de la longueur d'onde  $3.618\mu\text{m}$

*Figure 4.8-a,b : Réponse du capteur autour de la longueur d'onde 3.118 $\mu$ m*

*Figure 4.9 : Sensibilité du capteur aux alentours de la longueur d'onde 3.118 $\mu$ m*

*Figure 4.10-a,b : Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.618  $\mu$ m*

*Figure 4.11 : Sensibilité du capteur alentours de la longueur d'onde 3.618 $\mu$ m*

### **Liste des tableaux**

*Tableau 2.1 : Sensibilité du capteur proposé par **Zhenfeng Xu et al** dans chaque segment de déplacement considéré.*

*Tableau 3.1: Comparaison de nos résultats avec d'autre littérature de ce domaine de recherche.*

*Tableau 4.1: Grandeurs caractéristiques de la structure pour :a-  $\lambda = 3,1181 \mu\text{m}$ , b-  $\lambda = 3,1177 \mu\text{m}$  et c-  $\lambda = 3,1178\mu\text{m}$*

*Tableau 4.2: Grandeurs caractéristiques de la structure pour :a-  $\lambda = 3,679 \mu\text{m}$ , b-  $\lambda = 3,6166 \mu\text{m}$  et c-  $\lambda = 3,617 \mu\text{m}$  .*

*Tableau 4.3 : Comparaisons des sensibilités obtenues pour les deux longueurs d'ondes considérées*

*Tableau 4.4: Comparaison de nos résultats avec la littérature, l'intervalle de déplacement considère dans tous les cas est de 0.0a à 0.2a*

## Sommaire

Introduction Générale	1	
<b>Chapitre 1 : Les cristaux Photoniques</b>		
1.1.	Introduction	7
1.2.	Définition	8
1.3.	Propagation de la lumière dans un cristal photonique	9
1.3.1	Milieu diélectrique homogène	9
1.3.2	Milieu périodique : la méthode des ondes planes	10
1.4.	Analogie électron-photon	11
1.5.	Polarisations TE et TM, Théorème de Bloch-Floquet	13
1.5.1.	Polarisations TE et TM	13
1.5.2.	Théorème de Bloch-Floquet	15
1.6.	Les matériaux utilisés dans la fabrication de cristaux photoniques	15
1.6.1.	Les semi-conducteurs III-V	15
1.6.2.	Les semi-conducteurs de la colonne IV	16
	a. Silicium microporeux	16
	b. Silicium macroporeux	16
	c. Silicium sur Isolant SiO <sub>2</sub> (Si/SiO <sub>2</sub> )	16
1.7.	Configuration des cristaux photonique	17
1.7.1.	Cristaux photoniques unidimensionnels (1D)	18
1.7.2.	Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D)	19
	a- La configuration diélectrique-tige dit aussi structure déconnectée	19
	b- La configuration substrat-trous d'air, dit aussi structure connectée	19
1.7.3.	Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D)	20
	• Structures « Tas de bois »	20
	• Structure Opales	21
1.8.	Bande interdite dans les cristaux photoniques	22
1.8. 1.	Structure de bande interdite dans un milieu périodique unidimensionnel	22
1.8. 2.	Structure de bande dans un milieu périodique bidimensionnel	25
1.8. 3.	Carte des bandes interdites	26
1.9.	Les cristaux photoniques bidimensionnels	27

---

1.9. 1.	Technologie de réalisation	28
1.9. 1.1.	Cristaux photoniques bidimensionnels en optique planaire	28
1.9. 1.2.	Structure photonique membranaire	28
1.9. 1.3.	Structures à guide « enterré » et gravure Profonde	30
1.9. 2.	Différents mailles du réseau bidimensionnels et facteur de remplissage	30
a-	Différents types de mailles du réseau bidimensionnel	30
b-	Facteur de remplissage	31
1.9. 3.	Réseau direct / réseau réciproque et la zone de Brillouin	31
a-	Réseau direct / réseau réciproque	31
b-	La zone de Brillouin	31
1.10.	Fort et faible contraste d'indice, Approximation de l'indice effectif	33
1.10.1.	Fort contraste d'indice	33
1.10.2.	Faible contraste d'indice	33
1.10.3.	Approximation de l'indice effectif	34
1.11.	Défauts ponctuels et défaut étendus	35
1.11.1.	Défauts ponctuels et Mode résonnant de cavité	35
1.11.2.	Défauts étendus et guides d'onde	36
1.11.2.1.	Couplage de défauts ponctuels	36
1.11.2.2.	Guides d'ondes dans les cristaux Photoniques	36
1.11.3.	Influence du défaut sur le diagramme de dispersion	38
I.12.	Conclusion	38
	Références du Chapitre 1	39

## Chapitre 2 : Application des cristaux photonique dans le domaine de la détection

2.1.	Introduction	47
2.2.	Définition des capteurs	48
2.3.	Paramètres important pour les applications de détections	49
▪	La largeur de bande à mis hauteur (FWHM)	49
▪	Le Facteur de qualité	49
▪	L'Intervalle spectral libre (FSR)	49
▪	La Limite de détection (DL)	50
▪	La sensibilité	50

---

▪	Linéarité	50
2.4.	Capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels	50
2.4.1.	Capteurs de Température	50
2.4.2.	Capteur biochimiques	53
2.4.3.	Capteur de gaz	56
2.4.4.	Capteurs de fluide	58
2.4.5.	Capteur mécanique	60
2.4.5.1.	Capteur de pression	60
	a- Exemples de réalisation	60
	b- Principe de la détection	63
2.4.5.2.	Capteur de déplacement	65
	a- Exemples de réalisation	66
	b- Principe de la détection	69
2.5.	Conclusion	71
	Références du chapitre 2	71

## Chapitre 3 : Capteurs de pression à cristaux photoniques bidimensionnels

3.1	Introduction	78
3.2.	Capteur de pression en germanium	78
3.2.1.	Introduction	78
3.2.2.	Structure du capteur développée	79
3.2.3.	Comportement de la structure proposée au repos	81
3.2.4.	Réponse de la structure en fonction de la pression	82
3.2.5.	Calcul de la sensibilité de la structure	83
3.3.	Capteur de pression en Silicium	84
3.3.1.	Introduction	84
3.3.2.	Design du capteur de pression en silicium	85
3.3.3.	Optimisation de la structure du capteur	87
	A- Etude de la structure 1	88
	A.1. Optimisation de la structure 1	89
	A.2. Réponse de la structure 1	90

---

A.3.	Calcul des sensibilités de la structure 1	91
A.4.	Tracé du facteur de qualité	91
B-	Etude de la structure 2	92
B.1.	Optimisation de la structure 2	93
B.2.	Définition de la structure optimale	97
B.3.	Tracé de la réponse finale du capteur (de la structure optimale)	97
B.4.	Sensibilités du capteur	98
B.5.	Facteur de qualité	98
B.6.	Linéarité du capteur optimal	98
3.3.4.	Discussion des Résultats obtenus	100
a-	Concernant le capteur de pression en germanium	100
b-	Concernant le capteur de pression en silicium	101
3.3.5.	Conclusion	103
	Références du chapitre 3:	104

## Chapitre 4 : Capteurs de déplacement micrométriques à cristaux photoniques bidimensionnels en Silicium

4.1.	Introduction	107
4.2.	La bande du moyen infra-rouge (Mid-Infra-red band)	107
4.3.	Structure du capteur proposé	108
4.4.	Fonctionnement et réponse du capteur de déplacement	111
4.5.	Etude détaillée des caractéristiques du capteur	115
4.5. 1.	Etude des caractéristiques de la structure autour de $3.118\mu\text{m}$	115
4.5. 2.	Etude des caractéristiques de la structure autour de $3.618\mu\text{m}$	118
4.6.	Discussion des résultats	121
4.7.	Conclusion	123
	Reference chapitre 4	123
	Conclusion générale	126

---

# **Introduction Générale**

## **Introduction Générale**

Depuis l'invention du laser, les progrès de la photonique ont été intimement liés au développement de matériaux optiques permettant de modifier l'interaction lumière-matière et ainsi de pouvoir contrôler le flux de rayonnement électromagnétique [1].

Il y a plusieurs années de cela, et plus précisément en 1987, E. Yablonovitch [2] et S. John [3] proposèrent d'utiliser des structures diélectriques périodiques permettant de réaliser ce rêve ; le contrôle de la lumière en utilisant les concepts bien connus de la physique du solide. Ils ont alors montré que de telles structures diélectriques étaient l'équivalent, pour le photon, d'un cristal pour l'électron; les cristaux photoniques sont alors inventés [4].

Après 1987, les travaux de recherches sur les cristaux photoniques se sont multipliés d'une manière exponentielle et cela a ouvert la voie à la fabrication moderne de cristaux photoniques en matériaux semi-conducteurs par les méthodes de l'industrie des semi-conducteurs. Bien que ces techniques doivent encore faire leurs chemins dans les applications commerciales, les cristaux photoniques bidimensionnels ont trouvé un usage commercial sous la forme de fibres (PCF ; Photonic Crystals fiber) et de composants optiques à cristaux photoniques de différents usage. Depuis 1998, les composants optiques à base des cristaux photoniques bidimensionnels sont vraiment nés. [5]. Les cristaux photoniques (Photonic Crystals en anglais) représentent une nouvelle classe de matériaux optiques qui emmène l'interaction lumière matière à un nouveau haut niveau de sophistication. Ces structures artificielles sont caractérisées par des arrangements périodiques en une seule dimension (1D), deux dimensions (2D) ou tridimensionnels (3D) de matériau diélectrique qui conduisent à la formation d'une structure de bande d'énergie pour les ondes électromagnétiques se propageant à l'intérieur.

Mais l'une des caractéristiques les plus attirantes des cristaux photoniques est liée au fait que ces derniers une fois conçus de manière appropriés, ils peuvent présenter des plages de fréquences pour lesquelles la propagation des ondes électromagnétiques est interdite, indépendamment de la direction [1]. En effet, Yablonovitch a montré que le rapport d'indices minimum nécessaire à l'obtention d'une bande interdite pour les ondes électromagnétiques se situait aux alentours de 2 [4,6].

Les progrès récents de la technologie de la micro-structuration offrent une flexibilité énorme dans le choix de la composition du matériau, de la périodicité du réseau et de la symétrie de ces arrangements, permettant ainsi de fabriquer des cristaux photoniques avec des structures incorporant des défauts volontairement placés aux seins de leurs réseaux. En

conséquence, la relation de dispersion et la structure de modes associées de ces cristaux photoniques, peuvent être adaptées à presque tous les besoins et en particulier la détection.

Grace à ces défauts incorporés, les bandes interdites photoniques (PBG : Photonique Bande Gaps) [2,3,7] se prêtent à de nombreuses applications en optique linéaire, non linéaire et quantique. Par exemple, dans le régime linéaire, de nouvelles caractéristiques de guidage optique via l'ingénierie de défauts tels que des microcavités, des guides d'ondes et leurs combinaisons en éléments fonctionnels, tels que des filtres anti-gouttes en longueur d'onde [8,9] peuvent être réalisées.

Les cristaux photoniques avec défauts intégrés dissimulent un potentiel énorme pour la création de circuits intégrés photoniques. Et ce potentiel ne sera pratiquement découvert qu'après une analyse théorique minutieuse est d'une importance capitale pour l'interprétation des données expérimentales, ainsi que la prévision et la réalisation de nouveaux phénomènes physiques dans les cristaux photoniques. Pour cela, les travaux sur les structures périodiques photoniques se sont multipliés, mettant en évidence d'autres propriétés dispersives remarquables, avec diverses applications dans les domaines de l'optique ondulatoire, l'électronique et l'optoélectronique [10-13].

L'un des domaines les plus investi en électronique par les cristaux photoniques est celui des capteurs. Ces derniers sont des dispositifs dont les applications sont très importantes dans divers domaines de la science, de la technologie modernes et aussi dans la vie quotidienne. Différents types de capteurs ont été conçus pour le contrôle et la détection de de mesurandes de différentes natures, tel que la présence et les concentrations des gaz, les fluides, la pression, les cellules, la température, L'ADN , etc, couvrant ainsi presque tous les phénomènes physique naturel.

Mais la miniaturisation de ces éléments de détections, reste l'objectif suprême des industriels et des chercheurs de ce domaine, et ce qui a fait réellement tourné la boussole de ces dernies vers les cristaux photoniques est leurs taille microscopique, ainsi que les propriétés de la bande interdite photonique qui les rendent des supports prometteur pour la réalisation de produits intégrés tel que les systèmes de détections intégrés. En raison de l'effet du fort confinement des photons dans les défauts comme les microcavités et les défauts linéiques tel que les guides d'ondes réalisées dans ce types de structures, de ultras hautes résolutions de l'ordre de la mono molécule ou volume ultime de l'ordre de femto litre peuvent être atteintes grâce à des capteurs réalisés par cette technologie. Par conséquent, les cristaux photoniques rendent possible la réalisation de capteurs de rêve c'est-à-dire des laboratoires sur une seule puce [14,15].

Mais malgré les grands progrès qui ont été réalisés dans le domaine des capteurs à cristaux photoniques, de grands efforts et d'engagement dans la recherche scientifique est encore nécessaire pour leurs trouver d'autres horizons pour les applications pratiques plus poussés dans le domaine des capteurs.

Dans ce travail nous allons nous focalisés sur l'étude des capteurs mécaniques à base de cristaux photoniques bidimensionnels. Pour bien cerné le type de capteurs mécaniques que nous avons choisi de traiter, nous avons répartis cette étude en quatre chapitres.

Le premier chapitre sera consacré à la théorie des cristaux photoniques. En premier lieu nous allons parler de l'analogie qui existe entre ces cristaux et les semi-conducteurs ordinaires connus, cette analogie est traduite d'un côté, par la vraisemblance entre les équations de Schrödinger (traduisant le mouvement de l'électron dans le semi-conducteur) et l'équation de Maxwell (traduisant la propagation des ondes électromagnétiques) et d'un autre coté par l'existence de bande d'énergie interdite exempte de tous états occupables par les électrons et les photons interdisant tous mode de propagation respectivement dans les deux cas.

Puis nous donneront les différents types de cristaux photoniques existant suivant leur degré géométrique de réalisation (1D, 2D, 3D), la géométrie de leur réseau de base (carré, triangulaire, hexagonal). A la fin du chapitre nous parlerons des différents type de défauts pouvant être crée dans la structure périodique du cristal photonique et son effet sur sa bande interdite. Cette derniers partie est d'une importance majeure, car constitue une base pour les études qui suivront dans le reste de la thèse.

Le second chapitre portera en totalité sur les applications des cristaux photoniques bidimensionnels dans la détection des gazes, des fluides, de la température, et aussi de grandeurs biochimiques. Dans ce contexte, on donnera en détail des applications déjà réalisés par des chercheurs du domaine. A la fin de ce chapitre, on se focalisera sur les capteurs mécaniques. Et on parlera dans cette partie de la thèse, exclusivement des capteurs de pressions et de déplacements.

Dans le troisième, nous allons présenter le capteur de pressions que nous avons développées au cours de ce travail respectivement. En effet dans ce troisième chapitre, nous allons présenter deux types de capteurs de pression ; le premier en germanium et le second en silicium. L'étude de ces deux capteurs portera essentiellement sur leurs sensibilités en tant que caractéristique importante pour les phénomènes de détections. Pour le capteur en silicium exclusivement, un processus d'optimisation sera employé pour définir sa meilleure structure possible.

En fin, et dans le quatrième chapitre nous donnerons une structure de capteur de déplacement en silicium que nous avons développé nous-même. Dans cette dernière étude, on vise à concevoir un capteur de déplacement micrométriques de bonne sensibilité et ayant une réponse linéaire. Ces deux paramètres étant très importants comme nous l'avons déjà souligné précédemment.

### **Reference de l'introduction générale:**

- [1] K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, And H. Föll Photonic Crystals Advances In Design, Fabrication, And Characterization. 2004 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim
- [2] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. 58, 2059 (1987).
- [3] S. John, Phys. Rev. Lett. 58, 2486 (1987).
- [4] Samira AMOUDACHE, Cristaux Phoxoniques Accordables ; Application Au Domaine Des Capteurs These De Doctorat Spécialité : Physique. Université Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou. Soutenue Le 26/11/2015
- [5] Advances In Photonic Crystals Edited By Vittorio M. N. Passaro Advances In Photonic Crystals Edited By Vittorio M. N. Passaro 2013
- [6] E. Yablonovitch, Photonic Band-Gap Structures, J. Optic. Soc. Am., 10, 283 (1993).
- [7] Photonic Crystals And Light Localization In The 21st Century, C.M. Soukoulis, Ed., NATO Science Series C 563, Kluwer Academic (Dordrecht, Boston, London), 2001.
- [8] S. Fan, P.R. Villeneuve, And H.A. Haus, Phys. Rev. Lett. 80, 960 (1998).
- [9] S. Noda, A. Alongkarn, And M. Imada, Nature 407, 608 (2000).
- [10] R- D. Meade, K.-D. Brommer, A-M. Rappe And J. D. Joannopoulos, Existence Of A Photonic Band Gap In Two Dimensions, Appl. Phys. Lett. 61, 495 (1992).
- [11] E. Yablonovitch, T. J. Mitter And K. M. Leung, Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms, Phys. Rev. Lett. 67, 2295 (1991).
- [12] J-P. Dowling, M- Scalora, M-J. Bloemer And C- M. Bowden, The Photonic Band Edge Laser: A New Approach To Gain Enhancement, J. Appl. Phys. 75, 1896 (1994).

- [13] Z. Zhang, And S. Satpathy, Electromagnetic Wave Propagation In Periodic Structures: Bloch Wave Solution Of Maxwell's Equations, Phys. Rev. Lett. 65, 2650 (1990).
- [14] Qihuang Gong, Xiaoyong Hu. Photonic Crystals Principles And Applications. 2013 By Taylor & Francis Group, LLC CRC Press Is An Imprint Of Taylor & Francis Group, An Informa Business. International Standard Book Number-13: 978-981-4364-83-6
- [15] H. Kurt And D. S. Citrin, "Photonic Crystals For Biochemical Sensing In The Terahertz," Appl. Phys. Lett. 87, 041108 (2005).

# **Chapitre 1 : Les cristaux Photoniques**

### **1.1. Introduction :**

Les cristaux photoniques sont des structures artificielles qui permettent de contrôler les ondes électromagnétiques dans des circuits photoniques comme pour le contrôle des courants électroniques dans les circuits intégrés. Le « gap de photons » ou la bande interdite photonique de ces structures assure l'analogie parfaite avec les cristaux semi-conducteurs et leurs bandes interdites électroniques. Ils sont obtenus par structuration périodique des matériaux diélectriques ou métalliques dans une, deux ou trois directions de l'espace, ces cristaux offrent ainsi la possibilité de réaliser des dispositifs optiques ou électromagnétiques capables de stocker, filtrer et guider la lumière à l'échelle de la longueur d'onde. En plus de la miniaturisation qu'exige la technologie moderne, cette technologie peut également déboucher sur des nouveaux composants optiques aux propriétés ultimes.

Ce premier chapitre sera consacré en totalité aux « cristaux photoniques », nous rappelons d'abord les motivations qui ont conduit au concept de cristal photonique en faisant un bref résumé des premiers résultats qui ont déclenché l'avalanche scientifique que l'on connaît aujourd'hui. Puis nous éclaircirons l'analogie électron-photon mise en cause à l'apparition des gaps de photons ou de bandes interdites photoniques. L'analogie électron-photon est démontrée simplement grâce aux systèmes unidimensionnels ; les puits quantiques semi-conducteurs d'une part, et, d'autre part, par les miroirs de Bragg.

Grâce aux équations de Maxwell, nous allons décrire les modèles qui permettent de déterminer les diagrammes de bandes photoniques des structures périodiques, infinies et sans défauts. Ces notions sont présentées en partant des cristaux photoniques unidimensionnels jusqu'aux cristaux photoniques tridimensionnels et la fin du chapitre sera consacrée aux cristaux de taille finie et à leur modélisation. [1]

Une attention toute particulière sera portée à la description de l'influence des défauts de périodicité sur les propriétés électromagnétiques des cristaux. Semblablement au dopage des semi-conducteurs, pour les cristaux photoniques il est très intéressant d'introduire des défauts dans le cristal puisque des états photoniques localisés (dont les propriétés sont contrôlées par la nature du défaut), peuvent apparaître dans la bande interdite. Les caractéristiques de ces défauts ont été le sujet de plusieurs études [2-4].

## **1.2. Définition :**

Les cristaux photoniques sont des microstructures de matériaux photoniques possédant une distribution spatiale périodique de leurs permittivités relative ; par conséquent de leurs indices de réfraction. La propriété la plus intéressante dans ce type de matériaux est leurs possessions de bandes interdite photoniques. Propriété, qui provient de la modulation de la lumière par la distribution spatialement périodique des constantes diélectriques. La bande interdite photonique BIP (ou aussi dit GAP photoniques) correspond à la plage de longueurs d'ondes où la densité d'états des photons est nulle. Cela veut dire qu'une onde électromagnétique incidente avec une longueur d'onde située entre les limites de la bande interdite photonique, sera complètement réfléchi par le cristal photonique en raison de l'absence de modes de Bloch correspondants qui peuvent se propager à travers le cristal photonique [5-7]. Lorsqu'un défaut de réseau est introduit dans une structure cristalline photonique parfaite, ce défaut entrainera l'apparition de mode dit mode de défaut, permettant la propagation d'onde électromagnétique de fréquence résonance bien définie. La distribution du champ électrique du défaut présente un confinement de ce dernier dans le site du défaut [8]. Ainsi grâce à de tels défauts, des microcavités de hautes qualités peuvent être formées au sein des cristaux photoniques. Il y a une augmentation rigoureuse de la densité d'états de photons au centre du mode de défaut comparé à celui de la bande interdite. Les interactions de la lumière-matière sont vaguement améliorées dans la microcavité du cristal photonique en raison du grand effet de confinement des photons dans la microcavité. Ainsi, non seulement des phénomènes optique non linéaire nouveaux peut être observé dans la microcavité à cristaux photoniques, mais aussi l'émission laser sans seuil peut être atteinte grâce aux microcavités de haute qualité [5,9,10].

La propagation et le confinement de la lumière dans un cristal photonique peut être calculé en se basant sur la théorie d'électromagnétisme de Maxwell et celle de Bloch. Divers méthodes de calcul numérique ont été développées pour l'étude la structure de la bande photonique, l'effet de confinement de photons et les effets optiques non linéaires de cristaux photoniques, tels que les différents finis time domains (FDTD), la méthode d'expansion d'onde plane, la méthode de transfert de matrice et ainsi de suite [5,11,12]. Ces méthodes de calcul numériques fournissent un grand aide aux chercheurs pour comprendre les propriétés uniques des cristaux photoniques et ainsi permettent le design de structures pour la réalisation de dispositifs photoniques intégrés.

### 1.3. Propagation de la lumière dans un cristal photonique

#### 1.3.1. Milieu diélectrique homogène

Les quatre équations de Maxwell englobent tous les phénomènes électromagnétiques. Dans un milieu linéaire, isotrope, sans pertes, de permittivité relative  $\epsilon_r(\vec{r})$  (nombre réel car le milieu est non absorbant), non magnétique (La perméabilité magnétique relative  $\mu_r$  est égale à 1), et en l'absence de charges et courants, se réécrivent sous les formes suivantes (en unités SI) [5,13,14]:

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) = 0 \quad 1.1$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0 \quad 1.2$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad 1.3$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad 1.4$$

Ou,

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$ : sont respectivement les champs électriques et magnétiques,

$\epsilon_0$  et  $\mu_0$ : sont la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide

t et  $\vec{r}$ : sont les dépendances temporelles et spatiales respectivement.

Ainsi, si  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  est la solution du problème en considérant  $\epsilon_r(\vec{r})$  (la permittivité relative du milieu) à la fréquence  $\omega$ , alors,  $\vec{E}(\vec{r}/s, t)$  représente la solution du problème pour une permittivité relative du milieu  $\epsilon_r'(\vec{r}'/s)$  à la fréquence  $\omega/s$  [13,14]. Cela veut dire que le même comportement physique sera obtenu si l'on change simultanément la longueur d'onde et les dimensions du système dans les mêmes proportions et d'ailleurs c'est pourquoi il est recommandé, d'introduire une fréquence normalisée  $u = a/\lambda$  ( a est la période caractéristique du cristal et  $\lambda$  la longueur d'onde), pour étudier les cristaux photoniques.

Les champs  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  et  $\vec{H}(\vec{r}, t)$ , sont des champs transverses à la direction de propagation et qu'ils vérifient les équations d'onde suivantes [13,14]:

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad 1.5$$

$$\left( \frac{1}{\epsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)) \right) + \mu_0 \epsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0 \quad 1.6$$

En considérant que les solutions ont des formes d'ondes planes du type [13,14]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t} \quad 1.7$$

Et

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}). e^{j\omega t} \quad 1.8$$

De longueur d'onde dans le vide  $\lambda = 2\pi c/\omega$  et  $k$  le vecteur d'onde tel que :

$$k^2 = n^2 \omega^2 / c^2 \quad 1.9$$

$c$  étant la célérité de la lumière dans le vide et  $n$  est le l'indice de réfraction du milieu [13] :

$$n = \sqrt{\varepsilon_r(\vec{r})} \quad 1.10$$

Les équations de Maxwell étant linéaires, il est possible alors par analyse de Fourier, de construire toute solution du problème à partir d'une combinaison linéaire de solution harmoniques. Alors, la résolution du problème se réduit aux deux équations suivantes [1,13,14]:

$$\vec{\nabla} \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad 1.11$$

$$\vec{\nabla} \left( \vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) - \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \varepsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad 1.12$$

C'est deux équations peuvent être résolus par différentes méthodes numériques, entre autres on site ; les méthodes des ondes planes, FDTD (Finite Difference Time Domain), des matrices de transfert, des matrices de diffraction, des liaisons fortes et du développement sur des modes propres. Parmi celles-ci, les plus répandues et celles sont les méthodes des ondes planes et FDTD.

### 1.3.2. Milieu périodique : la méthode des ondes planes :

Pour la détermination des modes propres et du diagramme de dispersion de structures périodiques, la méthode des ondes planes est très bien adaptée pour de telles structures supposées de dimensions infinies. Cette méthode donne accès aussi au calcul des distributions des champs électriques et magnétiques de chacun des modes dans la structure ainsi que la densité d'états. Le caractère périodique de  $\varepsilon_r$  rend  $\vec{E}(\vec{r})$  et  $\vec{H}(\vec{r})$  compatible avec le théorème de Bloch et peuvent être misent sous la forme :

$$\vec{E}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}). e^{j\vec{k}\vec{r}} \quad 1.13$$

Et

$$\vec{H}(\vec{r}) = v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{j\vec{k}\vec{r}} \quad 1.14$$

Ou les fonctions,  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$ , Possèdent toutes les périodicités du milieu. Alors, il est possible de développer  $\epsilon_r(\vec{r})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  et  $v_{\vec{k}}(\vec{r})$  en séries de fourrier [5,13,14]:

$$\epsilon_r(\vec{r}) = \sum_{\vec{G}} \epsilon_r(\vec{G}).e^{j\vec{G}\vec{r}} \quad 1.15$$

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}) &= u_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{j\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{j\vec{G}\vec{r}} \right).e^{j\vec{k}\vec{r}} \\ &= \sum_{\vec{G}} u_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{j(\vec{G}+\vec{k}).\vec{r}} \end{aligned} \quad 1.16$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}) &= v_{\vec{k}}(\vec{r}).e^{j\vec{k}\vec{r}} = \left( \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{j\vec{G}\vec{r}} \right).e^{j\vec{k}\vec{r}} \\ &= \sum_{\vec{G}} v_{\vec{k}}(\vec{G}).e^{j(\vec{G}+\vec{k}).\vec{r}} \end{aligned} \quad 1.17$$

Ou  $\vec{G}$  est un vecteur du réseau réciproque et  $\epsilon_r(\vec{G})$ ,  $u_{\vec{k}}(\vec{G})$ ,  $v_{\vec{k}}(\vec{G})$  sont les composantes dans l'espace réciproque (qui peuvent être déterminés par une intégrale de Fourier). Alors, par exemple, pour le champ électrique, l'équation (1.8) devient [13]:

$$\begin{aligned} & -(\vec{G} + \vec{k}) \times \{ (\vec{G} + \vec{k}) \times u_{\vec{k}}(\vec{G}) \} \\ &= \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \sum_{\vec{G}'} \epsilon_r(\vec{G} - \vec{G}') \cdot u_{\vec{k}}(\vec{G}') \end{aligned} \quad 1.18$$

On obtient alors un système linéaire de dimension infinie du fait du nombre illimité de vecteurs  $G$  du réseau réciproque. Théoriquement le développement en séries peut être limité à  $N$  ondes planes mais en travaillant à trois dimensions de l'espace, le système est de dimension  $3N$ . En pratique, les valeurs de  $k$  sont limitées à certaines directions de symétrie de la première zone de Brillouin. De manière générale, quand les vecteurs  $k$  décrivent la première zone de Brillouin, les fréquences  $\omega_n(k)$  balayées continûment le spectre d'énergie.

Par ailleurs, il existe des domaines d'énergie dans lesquels aucun mode  $\omega_n(k)$  n'est accessible : ce sont les bandes interdites photoniques (GAP photonique) [13,14]. Les courbes donnant l'énergie en fonction  $\omega_n(k)$  sont dite ; courbes de dispersion du cristal photonique et seront appelées plus loin « diagramme de bande du cristal »

### 1.4. Analogie électron-photon

Les cristaux photoniques sont des hétéro-structures dont la constante diélectrique varie périodiquement dans une ou plusieurs directions de l'espace. Si la période de changement de la constante diélectrique est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière utilisée, cela induira l'apparition de bandes d'énergie à densité de modes électromagnétiques nulle (bande interdite photonique ou « GAP », semblablement au bande interdite dans les semi-conducteurs), éliminant toute possibilité de propagation d'onde lumineuse d'énergie incluse dans ces bandes interdites (et quel que soit sa polarisation et sa direction de propagation) [15,16]. Les bandes d'énergies interdites photoniques, ont le même principe que celles des semi-conducteurs et cela est issu de grande analogie entre électrons et photons ou, plus exactement, de celle entre fonction d'onde électronique et champ électromagnétique. Ces deux grandeurs physiques sont, en effet, régies respectivement par l'équation de Schrödinger (équation 1.19) et l'équation de Maxwell (équation 1.20) dont les liens de parenté sont évidents [1]

$$\nabla^2 \psi(\vec{r}) = -\frac{2}{\hbar^2} (\xi - V(\vec{r})) \cdot \psi(\vec{r}) \quad 1.19$$

$$\vec{\nabla} \left( \vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) = -\frac{\omega^2}{c^2} \cdot \epsilon_r(\vec{r}) \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad 1.20$$

En comparant les deux équations on constate que la permittivité diélectrique relative  $\epsilon_r(\mathbf{r})$  dans l'équation de Maxwell joue le même rôle que le potentiel  $V(\mathbf{r})$  dans l'équation de Schrödinger ( $\xi$  est l'énergie du puits de potentiel). Cela nous mènera à l'évidence que la variation périodique de  $\epsilon_r(\mathbf{r})$  conduira à création de bandes d'énergies interdites pour les photons de même que pour le potentiel périodique cristallin conduit à l'apparition de bandes interdites électroniques. Une différence essentielle entre les deux équations est que l'une est de nature scalaire (1.19) tandis que l'autre est de nature vectorielle (1.20).

Les quatre équations de maxwell dans un matériau non magnétique ( $\mu_r = 1$ ), sans charges ( $\rho = 0$ ), et de constante diélectrique réelle  $\epsilon_r$  (le matériau est non absorbant) sont données par les équations 1.1, 1.2, 1.3 et 1.4.

On applique la dérivée partielle par rapport au temps  $\frac{\partial}{\partial t}$  à 1.3 et on obtient [15]:

$$\vec{\nabla} \cdot \frac{\partial}{\partial t} (\vec{E}(\vec{r}, t)) = -\mu_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad 1.21$$

De 1.4,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{E}(\vec{r}, t)) = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) \quad 1.22$$

En remplaçant la valeur de  $\frac{\partial}{\partial t} (\vec{E}(\vec{r}, t))$  dans 1.21,

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \frac{\vec{H}(\vec{r}, t)}{\varepsilon_r(\vec{r})}) = -\mu_0 \cdot \varepsilon_0 \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad 1.23$$

Où  $c = \frac{1}{\sqrt{(\mu_0 \cdot \varepsilon_0)}}$  est la vitesse de la lumière dans le vide

$$\vec{\nabla} \cdot (\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t)) = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad 1.24$$

Si l'on cherche des solutions à cette équation sous la forme d'onde harmonique,  $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) \cdot e^{j\omega t}$ , on peut alors écrire l'équation suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot (\frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r})) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}) \quad 1.25$$

L'équation 1.25 est analogue à celle de Schrödinger décrivant le mouvement des électrons dans le potentiel périodique d'un cristal.  $H(r)$  représente l'analogie électromagnétique de la fonction d'onde électronique  $\psi(r)$  et  $\varepsilon(r)$  ; représentent l'analogie du potentiel atomique  $V(r)$ . L'analogie entre les deux équations, nous mènes à l'évidence d'adopter les outils et les concepts développés en physique du solide, tels que les notions de réseau réciproque, zone de Brillouin et le théorème de Bloch [15,17] aussi pour l'étude des cristaux photoniques.

Une autre figure de l'analogie entre les deux concepts photon réside dans le fait que, en introduisant un défaut dans la périodicité du cristal photonique, mène à l'apparition un mode de propagation localisé (longueur d'onde de propagation permise) dans la bande interdite photonique [18-20]. Cela est semblable au cas du dopage dans les semi-conducteurs qui mène aussi à l'apparition de niveaux d'énergie permis dans la bande interdite électronique de ce semi-conducteurs[21-23].

## 1.5. Polarisation TE et TM, théorème de Bloch-Floquet :

### 1.5.1. Polarisation TE et TM :

Quand une onde de lumière se propage dans un plan, elle possède deux possibilités de polarisations pour les quels, les équations du champ électromagnétique se simplifient à des formes scalaires. La première possibilité est quand le champ magnétique est perpendiculaire au plan de propagation (parallèle à l'axe des cylindres que l'on prend comme

axe Oz). Le champ électrique est alors dans le plan de propagation et l'on parle alors de polarisation TE. Le second cas correspond au cas où le champ électrique est perpendiculaire au plan de propagation et l'on parle dans ce dernier cas de polarisation TM. Toute autre polarisation peut être déduite par combinaison linéaire de ces deux types polarisations. Considérons la polarisation TM. L'équation de Maxwell 1.20 ne porte alors que sur la composante Ez [1].

$$\nabla \cdot \nabla E - \varepsilon_r(x, y, z) \cdot \frac{\omega^2}{c^2} E = 0 \quad 1.26$$

Et pour le champ magnétique

$$\nabla \left( \frac{1}{\varepsilon_r(x, y, z)} \nabla H \right) - \frac{\omega^2}{c^2} H = 0 \quad 1.27$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{(\mu_0 \cdot \varepsilon_0)}}$$

Les composantes  $H_x$  et  $H_y$  s'en déduisent à partir de la relation suivante

$$\nabla E - j\omega\mu_0 H = 0 \quad 1.28$$

L'équation 1.26 alors s'écrira sous la forme

$$\nabla^2 E_z = -\varepsilon_r(x, y, z) \cdot k_0^2 \cdot E_z \quad 1.29$$

Et en suivant la même démarche pour la polarisation TE et en partant de l'équation 1.27 on aboutit à [1]:

$$\nabla \left( \frac{1}{\varepsilon_r(x, y, z)} \nabla H_z \right) = -k_0^2 H_z \quad 1.30$$

Les composantes  $E_x$  et  $E_y$  se déduisent de  $H_z$  à partir de l'équation 1.31 suivante [1] :

$$\nabla H + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r(x, y, z)E = 0 \quad 1.31$$

### 1.5.2. Théorème de Bloch-Floquet.

En partant des équations 1.25 et 1.26, et en isolant le champ magnétique on obtient :

$$\vec{\nabla} \cdot \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} H(\vec{r}) \right) = \frac{\omega^2}{c^2} H(\vec{r}) \quad 1.32$$

Où  $\varepsilon_r$ ,  $c$  et  $H$  représentent la fonction diélectrique du milieu, la vitesse de la lumière dans le vide et le champ magnétique respectivement. Lorsque  $\varepsilon_r$  est périodique on peut utiliser le théorème de Bloch- Floquet. Le théorème de Bloch-Floquet permet de réécrire les solutions du champ  $H$  sous la forme [24,14] :

$$\vec{H}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad 1.33$$

$r$  et  $u(r)$  sont les coordonnées et une fonction périodique dans l'espace tandis que  $k$  représente le vecteur d'onde. L'équation (1.32) devient :

$$\vec{\nabla} \left( \frac{1}{\varepsilon_r(\vec{r})} \cdot \vec{\nabla} \cdot v_{\vec{k}} \cdot e^{j\vec{k}\vec{r}} \right) = \frac{\omega^2}{c^2} u_{\vec{k}} \cdot e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad 1.34$$

Les solutions de cette équation aux valeurs propres sont eux-mêmes périodiques et correspondent aux valeurs de  $\omega(k)$  qui représentent les courbes de dispersion dans le cristal., il est donc possible de simplifier la représentation de la totalité des solutions en les représentant sur un même graphe réduit à la zone de Brillouin dans l'espace réciproque. Le même résonnement reste valable pour le champ électrique dans l'équation 1.26.

### 1.6. Les matériaux utilisés dans la fabrication de cristaux photoniques :

Les cristaux photoniques utilisent principalement des matériaux transparents dans les domaines du visible ou du proche infrarouge et de permittivité diélectrique élevée. Les semi-conducteurs sont donc très bien adaptés pour cet usage [13].

Dans la pratique on trouve :

#### 1.6.1- Les semi-conducteurs III-V :

Les semi-conducteurs III-V (GaAs, InP, GaN), sont les plus utilisés parce qu'ils possèdent des bandes interdites électronique direct, ce qui leurs fournis de bonnes propriétés

optiques. Les puits quantiques ont un très bon rendement dans ces matériaux, même à température ambiante et ils sont presque exclusivement utilisés dans les composants électroniques émetteurs de lumière. Reste que leur principal inconvénient est leur coût élevé [13,25].

### **1.6.2-Les semi-conducteurs de la colonne IV :**

Les semi-conducteurs les plus connus sont ceux de la colonne IV de la table de Mendeleïev. Ils sont bien moins coûteux et technologiquement sont extrêmement bien contrôlée et compatible avec des applications intégrées CMOS pour l'électronique. Cependant, leur bande interdite indirecte rend ces matériaux peu favorables pour la fabrication de dispositifs actifs émetteurs de lumière (propriétés optiques médiocres). Toutefois, les alliages SiGe sont prometteurs et les progrès récents sur l'émission du silicium (le silicium possède un indice de réfraction élevé) à température ambiante [13,26-30] rendent les semi-conducteurs de la colonne IV de plus en plus attractifs.

#### **a- Silicium microporeux**

Le silicium microporeux est un semi-conducteur très prometteur, grâce à ses propriétés d'émission de lumière. Beaucoup d'études ont été faites sur l'utilisation des couches de silicium poreux pour des microstructures de cristaux photoniques bidimensionnelles [30-34]. L'utilisation de masque pré-structuré de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  avec le Silicium de type P a mené à la création d'une nouvelle forme de trous. La gravure des trous est réalisée dans une cellule électrochimique (figure 1.1).

#### **b- Silicium macroporeux**

Pour la réalisation de cristaux photoniques sur Silicium macroporeux on utilise la gravure électrochimique d'un substrat gravé en surface [30-35] : des réseaux triangulaires ou carrés sont gravés par photolithographie ou lithographie holographique et les trous initiaux sont transférés dans le substrat par traitement KOH chauffé. Puis trompé la structure dans une solution HF successivement (gravures électrochimiques successive) permet d'obtenir des trous plus profonds (quelques microns) tout en maintenant leur largeur (figure 1.2).

#### **c- Silicium sur Isolant $\text{SiO}_2$ (Si/ $\text{SiO}_2$ ) :**

Ces structures sont utilisées pour réaliser des cristaux photoniques unidimensionnels [37,38]. Leur élaboration nécessite les trois étapes suivantes:

- Du poly-Silicium est déposé sur un substrat de  $\text{SiO}_2$  sous une faible pression de  $\text{SiH}_4$ ,
- La couche de poly-Silicium est oxydée, par une oxydation humide ( $\text{H}_2$ ,  $\text{O}_2$ ). Ce procédé mène à une croissance de  $\text{SiO}_2$ ,
- L'épaisseur de la couche est alors augmentée par un dépôt de  $\text{SiO}_2$ .

Et pour la réalisation de structure multicouche ( $\text{Si}/\text{SiO}_2$ ), ces trois étapes sont répétées autant de fois que le nombre de couches.

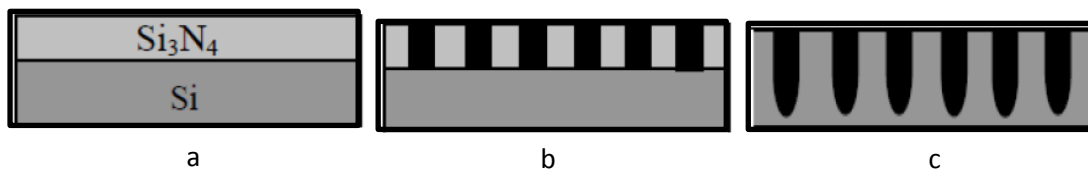


Figure 1.1 : a- Depos de  $\text{SiN}_4$  par PECVD  
 b- Création de masque par photolithographie,  
 c- Gravure des trous dans une cellule électrochimique. [30]

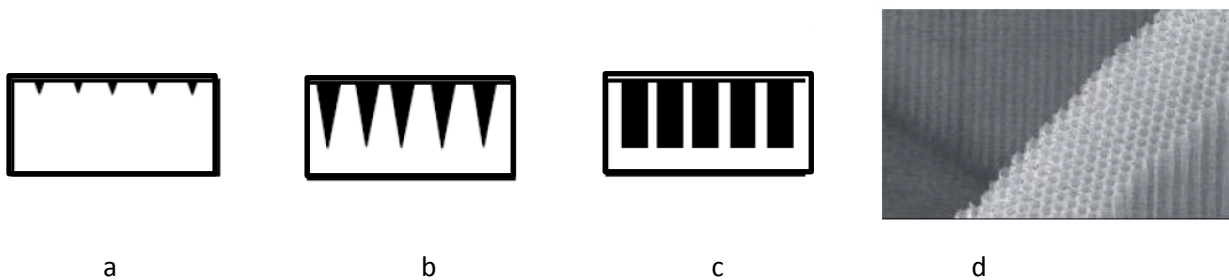


Figure 1.2 : a- Lithographie,  
 b- Traitement KOH,  
 c- Gravure électrochimique,  
 d- Réseau bidimensionnels sur silicium macroporeux [30]

### 1.7. Configuration des cristaux photonique :

Les cristaux photoniques sont formés par la juxtaposition de deux (ou même plus) types de matériaux diélectriques périodiquement dans l'espace. En conséquence, ils présentent une distribution périodique spatiale de ses paramètres diélectrique (permittivité relative principalement). Selon le type de distribution spatiales des diélectriques, le cristal photonique est classés trois catégorie ; Cristaux photoniques unidimensionnels (1D), cristaux photoniques bidimensionnels (2D), et cristaux photoniques en trois dimensions (3D).

### 1.7.1. Cristaux photoniques unidimensionnels (1D) :

Les cristaux photoniques unidimensionnels possèdent une périodicité diélectrique dans un seul sens de l'espace, par exemple dans le sens de l'axe Z (voir figure 1.3). Ce type de cristaux photoniques est construit en faisant varier l'indice de réfraction de ces couches, et cela en disposant une couche diélectrique à indice de réfraction élevé à côté d'une couche diélectrique à faible indice de réfraction. La structure schématisée d'un cristal photonique unidimensionnel est illustrée sur la figure 1.3. La bande interdite photonique d'un cristal photonique unidimensionnel provient de la forte réflexion multiple et de l'interférence destructive induite entre les interfaces des couches à indice de réfraction élevé et à ceux à faible indice de réfraction. De ce fait, les propriétés de la bande interdite photonique d'un cristal photonique unidimensionnel sont principalement déterminées par les paramètres suivants [5]:

- L'épaisseur des deux types de couches diélectriques.
- La constante de réseau (correspondante à la périodicité diélectrique).
- Le contraste d'indice de réfraction entre les indices élevés et bas des couches diélectriques.

Les propriétés de dispersion des matériaux diélectriques ont également une influence très importante sur la bande interdite photonique des cristaux photoniques unidimensionnels. Du point de vue pratique, la gamme de fréquences de la bande interdite photonique et celle des bandes permises du cristal photonique unidimensionnel, devraient être loin de la région d'absorption linéaire du matériau de base du cristal photonique. Dans le cas contraire, la plupart de l'énergie des ondes électromagnétiques se propageant dans ce cristal photonique seront fortement absorbés par le matériau diélectrique de sorte que la bande interdite photonique n'aura aucun sens et/ou effet [5].

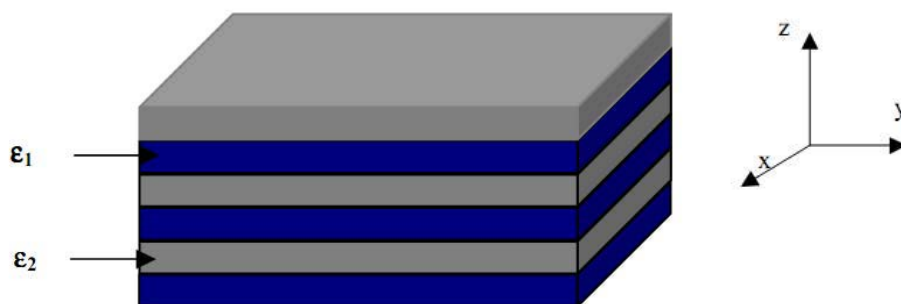


Figure 1.3 : Structure de base d'un cristal photonique unidimensionnel [38]

### 1.7.2. Les cristaux photoniques bidimensionnels (2D):

Les cristaux photoniques bidimensionnels possèdent la périodicité diélectrique dans deux directions indépendantes de l'espace. Ce type de cristaux photoniques a deux types de configurations (figure 1.4):

#### a- La configuration diélectrique-tige dit aussi structure déconnectée :

Les cristaux photoniques déconnectés (figure 1.4-a) sont réalisés par des réseaux périodiques bidimensionnels de tiges diélectriques à haut indice de réfraction noyées dans un matériau diélectrique (milieu) de fond de faible indice de réfraction. La fonction diélectrique du cristal photonique est répartie périodiquement dans la direction perpendiculaire à l'axe des tiges.

Quand une onde électromagnétique est incidente dans le plan perpendiculaire aux tiges diélectriques, les états de propagation de cette onde sont contrôlés par l'effet du gap photonique issu de la dispersion multiple et des interférences de cette onde aux interfaces entre les tiges et le fond qui les entourent d'indice de réfraction plus faible. Maintenant quand l'onde incidente se propage dans le plan parallèle aux tiges elle verra une distribution homogène de la fonction diélectrique du cristal photonique. Dans ce cas on ne verra jamais la création d'un gap photonique [5].

#### b- La configuration substrat-trous d'air, dit aussi structure connectée :

Les cristaux photoniques bidimensionnels à structure connectée sont formés de vecteurs de trous cylindriques périodiques d'air réalisés dans un substrat en matériau de fort indice de réfraction comme illustré sur la figure 1.4-b. La fonction diélectrique du cristal suit une distribution périodique dans la direction perpendiculaire à l'axe des trous d'air. En ce qui concerne l'apparition du gap photonique ou non, cela dépend de la direction d'incidence de l'onde électromagnétique attaquant le cristal (même raisonnement que pour le cas de la structure déconnectée) [5].

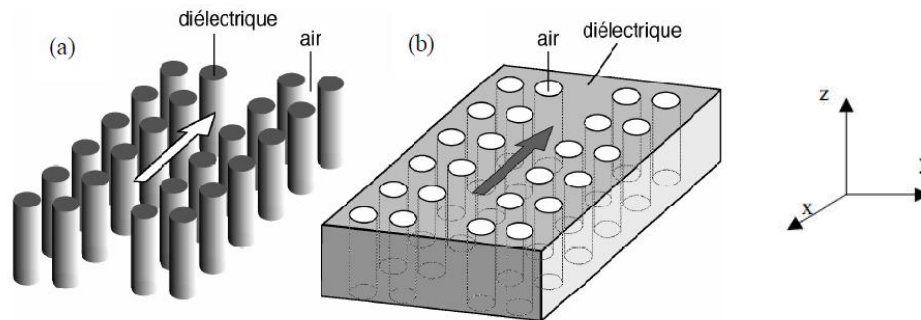


Figure 1.4 : Structure de base d'un cristal photonique bidimensionnel [39]

- a- Structure déconnectée.
- b- Structure connectée.

### Remarque :

Quand un cristal photonique à deux dimensions possède une épaisseur finie dans la direction Z, on l'appelle slab (Dalle). Un slab peut contrôler les états de propagation d'une onde électromagnétique incidente dans le plan X–Y par sa bande interdite photonique. Dans un slab, l'onde est confinée dans la direction Z par réflexion interne totale d'un côté à l'interface entre l'air et le slab et d'un autre à l'interface bas entre le slab et le substrat. Les slab sont largement utilisés dans les applications des cristaux photoniques bidimensionnels dans la réalisation des composants et des circuits photoniques intégrés [5].

### 1.7.3. Les cristaux photoniques tridimensionnels (3D) :

Les cristaux photoniques tridimensionnels possèdent la seule structure qui permet d'obtenir une bande d'énergie interdite dans toutes les directions de l'espace. Le premier cristal photonique tridimensionnel a été fabriqué par K.M Ho et al. [40,41]. Il était réalisé avec des sphères de silicium arrangées sur une structure diamant. Mais c'est généralement la célèbre structure tridimensionnelle Yablonovite fabriquée en 1993 par E. Yablonovitch pour les micro-ondes qui reste mémorable [42]. Cette structure été réalisée en perçant des trous dans du plexiglass selon trois angles azimutaux séparés de  $120^\circ$ . De nombreuses méthodes de fabrication de structures tridimensionnels ont été proposées mais les deux suivantes ont attirés plus l'attention des chercheurs:

- **Structures « Tas de bois »**

Les cristaux photoniques tridimensionnels sont réalisés en déposant des rubans de silicium poly-cristallin d'une façon successive dans des tranchées de silice. Après l'obtention

de la structure, la silice est ensuite enlevée laissant place à un cristal photonique tridimensionnels Silicium/air. Le contraste d'indice obtenu grâce à ces structures est suffisant grand pour avoir une bande d'énergies interdites omnidirectionnelle [40,43] (figure. 1.5-a). Les mêmes structures tridimensionnelles ont été fabriquées sur GaAs par Noda et al. [40,44] par un procédé de fusion/élimination de substrat (Figure 1.5-b). Cette technique utilise des technologies standards de micro-fabrication des semi-conducteurs et permet l'introduction et le placement précis de défauts dans les cristaux fabriqués.

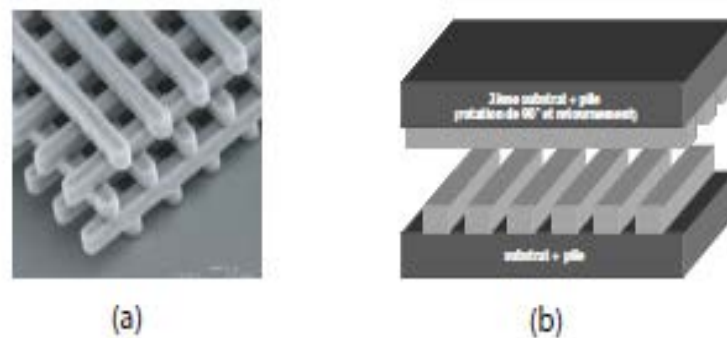


Figure 1.5 : Structure d'un cristal photonique tridimensionnel du type tas de bois [40].

- c- Image MEB d'une structure fabriquée par lithographie UV dans du silicium (d'après Lin et al [44]).
- d- La même structure mais cette fois fabriquée sur le GaAs par procédé de fusion/élimination (Noda et al [45])

- **Structure Opales :**

Ce type de cristaux photoniques tridimensionnels est obtenu chimiquement par auto-organisation. La première opale a été obtenue par sédimentation de sphères de silice ( $\text{SiO}_2$ ) en solution. Ces sphères sont auto arrangées selon un réseau cubique à faces centrées par gravitation [45]. Il est à noter qu'un réseau cubique à face centrées de sphères ne présente pas de bandes d'énergies interdites photonique contrairement à l'opale inverse. Ce dernier est généralement obtenu en infiltrant un matériau de haut indice de réfraction dans les espaces qui séparent les sphères. Ces dernières sont ensuite dissoutes chimiquement pour aboutir à la structure finale de sphères d'air dans une matrice de haut indice [40] (figure 1.6).

Mais les technologies de fabrication de cristaux photoniques tridimensionnels restent encore loin des espérances des fabricants car ils n'ont pas encore atteint des performances suffisantes pour envisager leurs utilisations dans les prochaines générations de composants pour l'optique intégrée cela malgré les progrès remarquables connus récemment [47,48],

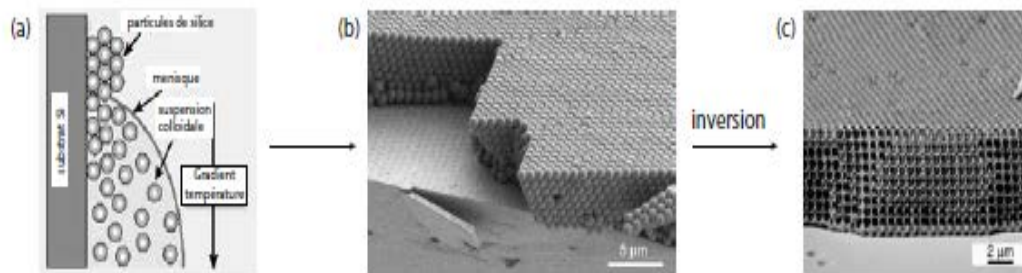


Figure 1.6 : Structure d'un cristal photonique tridimensionnel du type Opales inversé sur substrat en silicium [40].

- a- Les sphères de  $\text{SiO}_2$  sont forcées de s'ordonner à la surface d'un substrat de silicium lorsque le ménisque se déplace vers le bas lors de l'évaporation du solvant. Un gradient de température empêche une sédimentation non désirée de particules (d'après Joannopoulos et al [45])
- b- Structure opale plane assemblée à partir de sphères de diamètres 855nm directement sur substrat silicium [46].
- c- La structure opale est d'abord infiltrée avec du silicium, puis les sphères de  $\text{SiO}_2$  sont retirées par gravure humide [46].

## 1.8. Bande interdite dans les cristaux photoniques:

### 1.8.1. Structure de bande interdite dans un milieu périodique unidimensionnel:

La communauté scientifique veut toujours limiter l'utilisation du terme "cristal photonique" à des structures périodiques dans deux ou trois dimensions spatiales, mais cela ne doit pas exclure l'intérêt qu'offre la compréhension du comportement des ondes optiques dans les milieux un degré de périodicité seulement [50].

La variation périodique de l'indice de réfraction assure l'obtention d'une structure de bande comprenant des bandes permises et d'autre interdites ou la propagation des ondes optiques est permise pour le premier cas et impossible (bandes interdites photoniques) pour le second cas respectivement. La figure 1.7 montre la structure de bande obtenue pour une structure unidimensionnelle avec deux couches adjacentes de diélectriques ayant une grande différence entre leurs indices de réfraction (pour une seule période spatiale). Cette courbe ne représente qu'une seule partie d'un graphique qui se répète infiniment le long de l'axe horizontal des vecteurs d'ondes dans les directions positive et négative

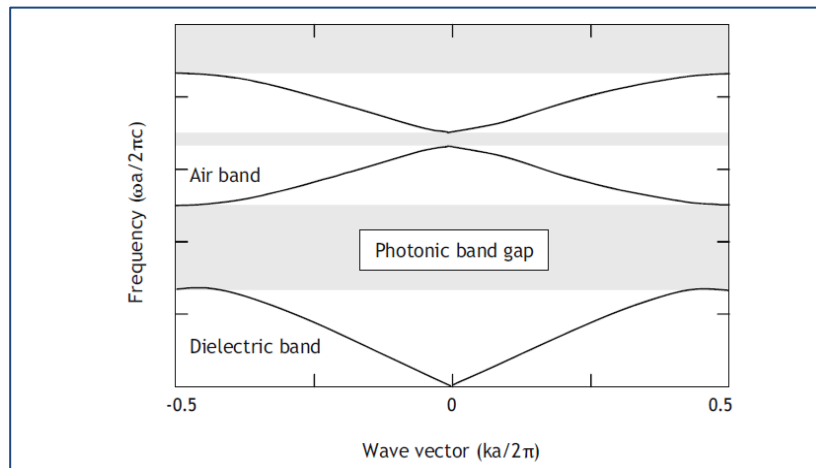


Figure 1.7 : Schématique du diagramme de dispersion  $\omega(k)$  d'une structure périodique unidimensionnelle à large contraste d'indice [50]

Le diagramme est donc une représentation de la dispersion des ondes électromagnétiques du système périodique dans la première zone de Brillouin.

Maintenant pour mieux cerner le concept de bande interdite photonique nous allons considérer la structure de la figure plus haute (figure 1.8).

Si on considère une onde électromagnétique de vecteur d'onde  $k$  à incidence normale, dans un miroir de Bragg formé d'une succession de couches de largeurs  $a_1$  et  $a_2$  et de permittivités  $\epsilon_{r1}$  et  $\epsilon_{r2}$  (figure. 1.8-a). L'onde incidente subie sera réfléchiée dans chaque cellule du réseau direct, et le déphasage entre deux ondes réfléchies successives est  $2ka$ . Ce déphasage induira des interférences entre ces deux ondes et tant que  $2ka$  est très différent de  $2\pi$ , cette interférence sera destructive. Aux bords de la zone de Brillouin,  $k$  se rapproche de  $\pi/a$  et les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde  $k$  donne naissance à une onde réfléchiée de vecteur d'onde  $-k$ . La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même énergie  $\omega_0$  et forme deux ondes stationnaires d'énergies  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Cela induira l'ouverture d'une bande d'énergie interdite dans la direction normale à l'empilement [40].

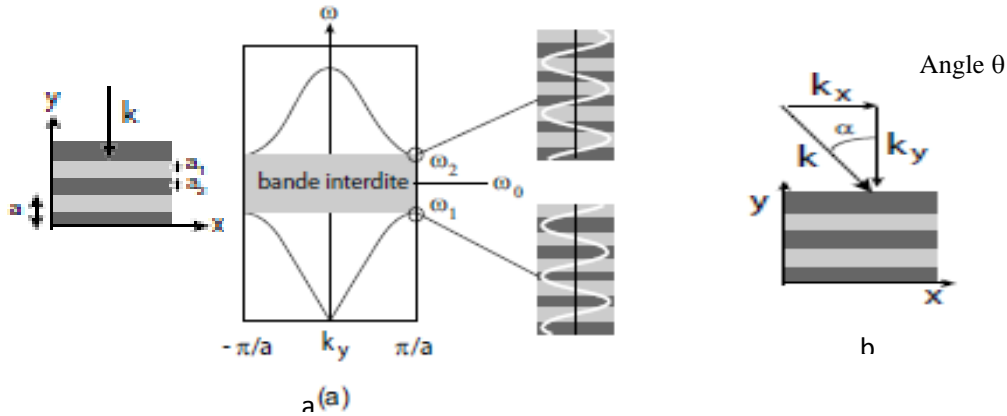


Figure 1.8 : a- Relation de dispersion d'un cristal unidimensionnel (miroir de Bragg) à incidence une bande d'énergie normale : une bande d'énergie interdite apparaît aux bords de la zone de Brillouin  
 b- Incidence oblique. [40]

Lorsque les épaisseurs optiques des différentes couches sont égales ( $n_1 a_1 = n_2 a_2$ ), la largeur  $\Delta\omega$  de cette bande interdite ne dépend que du contraste d'indice [40,51]:

$$\Delta\omega = \frac{4}{\pi} \omega_0 \sin^{-1} \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right| \quad 1.35$$

où  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices de réfraction des deux matériaux diélectriques. De cette formule on peut constater que La largeur de la bande interdite  $\Delta\omega$  diminue avec la diminution du contraste d'indice. La puissance du mode d'énergie  $\omega_1$  se concentre dans le diélectrique tandis que celle du mode d'énergie  $\omega_2$  se concentre dans l'air. Pour cette raison, les bandes de transmission correspondantes sont désignées respectivement par « bande d'air et bande diélectrique » [40].

Maintenant lorsque l'onde se propage à incidence oblique (figure 1.6-b), elle rencontrera un milieu de période différente. Quand l'angle d'incidence sera supérieur à un angle critique  $\theta_0$ , les bandes interdites ne se recouvrent plus et la propagation de l'onde est à nouveau autorisée à la fréquence  $\omega_0$ . A l'intérieur de ce cône, aucune onde électromagnétique ne peut se propager à la fréquence  $\omega_0$  [40,51].

### 1.8.2. Structure de bande dans un milieu périodique bidimensionnels :

La transition vers les cristaux photoniques à réseau bidimensionnels augmente la possibilité de mettre de nouvelle structure de bande photonique. Une grande variété de réseaux symétrique devient alors disponible, parmi eux le réseau triangulaire montré en figure 1.9-a représente un simple exemple. Ce réseau est dit triangulaire et/ou hexagonal (figure 1.9-b) à cause de son motif de base de forme de triangulaire. Le réseau triangulaire peut aussi être considéré comme réseau hexagonal comme montré sur la figure suivante.

En pratique les structures à cristaux photoniques bidimensionnels sont à la base des guides d'ondes plans, parce qu'ils permettent un confinement de la lumière dans la troisième dimension spatiale. L'utilisation des trous d'air dans un milieu à indice de réfraction élevé et continu, plutôt que des tiges à indice élevé dans un environnement à faible indice (air), offre un bien meilleur confinement 'vertical' (guide d'onde) ainsi qu'une simple intégration dans les systèmes de mesures [50]. Le guide d'ondes utilisé peut, selon les besoins, prendre la forme d'une membrane suspendue dans l'air (par ex. de silicium ou d'une structure semi-conductrice épitaxie III-V) d'une couche centrale à indice élevé sur une couche de revêtement à faible indice (par ex. SOI, Silicium sur Isolant) ou une couche de guide d'ondes à faible contraste, mais à indice élevé, avec des trous gravés à une profondeur suffisante, «à partir du haut», à travers le noyau du guide d'ondes et dans la couche de gaine inférieure [1,50].

Contrairement au réseau hexagonal (triangulaire), un réseau carré présente l'avantage d'être simple, pour toute modélisation informatique et aussi plus facile à spécifier dans un repère de coordonnées rectiligne (figure 1.9-c) [50]. La figure 1.10 montre schématiquement la structure de bande d'une structure cristalline photonique bidimensionnelle à réseau triangulaire particulière. Les paramètres du cristal, tels que les indices de réfraction et le facteur de remplissage des trous, ont été choisis de manière à ce qu'il existe une bande interdite photonique totale, c'est-à-dire (comme indiqué), il existe un intervalle d'énergie exempt de tous états de propagation.

### 1.8.3. Carte des bandes interdites :

Les cartes de bande est un moyen de représentation graphique (pour un réseau donné contenant une combinaison de haut et bas indice de réfraction des deux matériaux de base du cristal photonique) les régions du spectre pour lesquels pour une polarisation donné de l'onde de lumière le phénomène de bande interdite complète est obtenue (figure. 1.11). Le facteur de

remplissage du réseau considéré est de un facteur décisif pour ce type représentation (à cause de sa relation direct avec le rapport entre le rayon des trous  $r$  et la constante de réseau  $a$ )

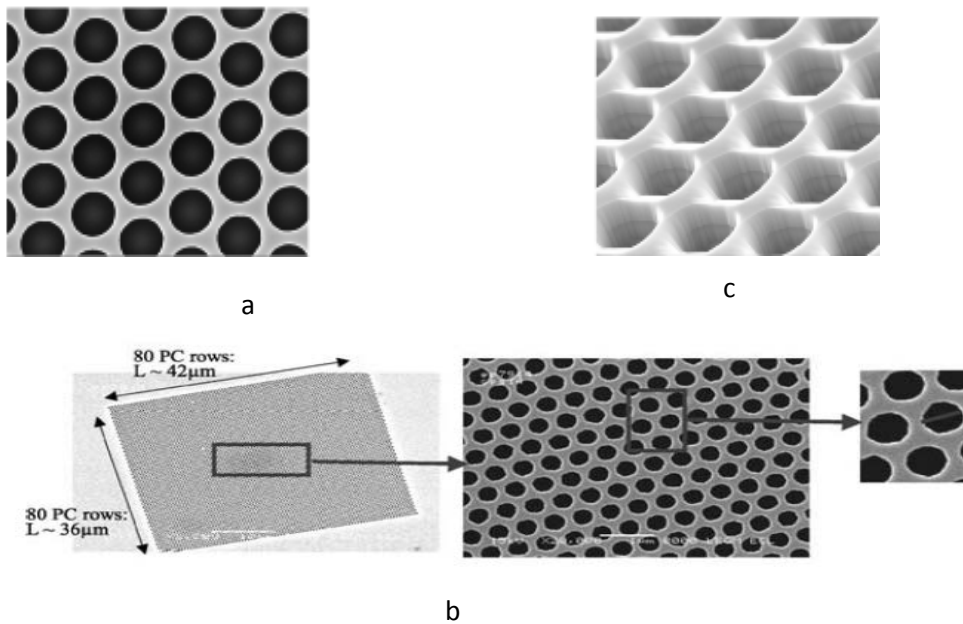


Figure 1.9 : Schématique d'une section prise d'un cristal photonique bidimensionnels  
 a- à réseau hexagonal [52]  
 b- Schématique et SEM vue d'un réseau bidimensionnel réel triangulaire de trous d'air dans un slab en silicium qui illustre la correspondance entre les réseaux triangulaire et hexagonal ( $a=0.5\mu\text{m}$  et  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ) [52]  
 c- Réseau carré [50]

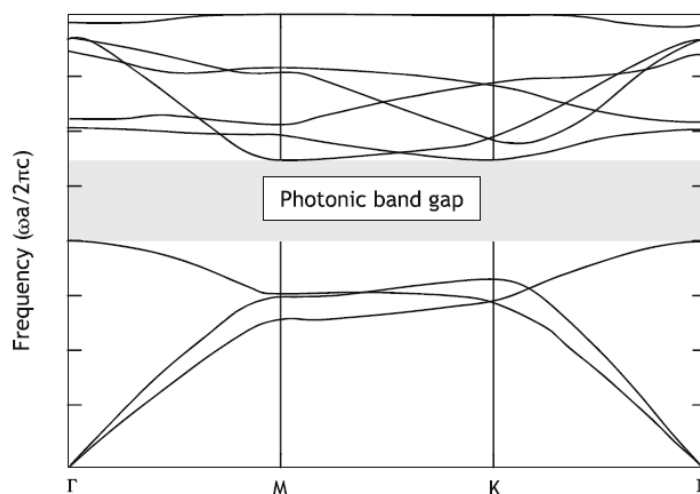


Figure 1.10 : Structure de bande d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau hexagonal [50]

- Pour le réseau carré (figure 1.11-a), les bandes interdites TE et TM s'ouvrent respectivement pour  $f = 35\%$  et  $f = 50\%$ .
- Pour le réseau triangulaire, elles s'ouvrent respectivement pour  $f = 11\%$  et  $f = 63\%$ . La région de bande interdite complète correspond à l'intersection des bandes interdites TE et TM se situe dans la fenêtre d'énergie  $u = 0.37-0.56$  (figure 1.11-b). [40]

Le réseau triangulaire est généralement préféré au réseau carré car les bandes interdites TE qu'il produit sont plus larges et s'ouvrent pour des facteurs de remplissage plus faibles. Notons enfin que les énergies des bords de bandes se décalent vers les hautes énergies lorsque le facteur de remplissage augmente [40, 50, 53].

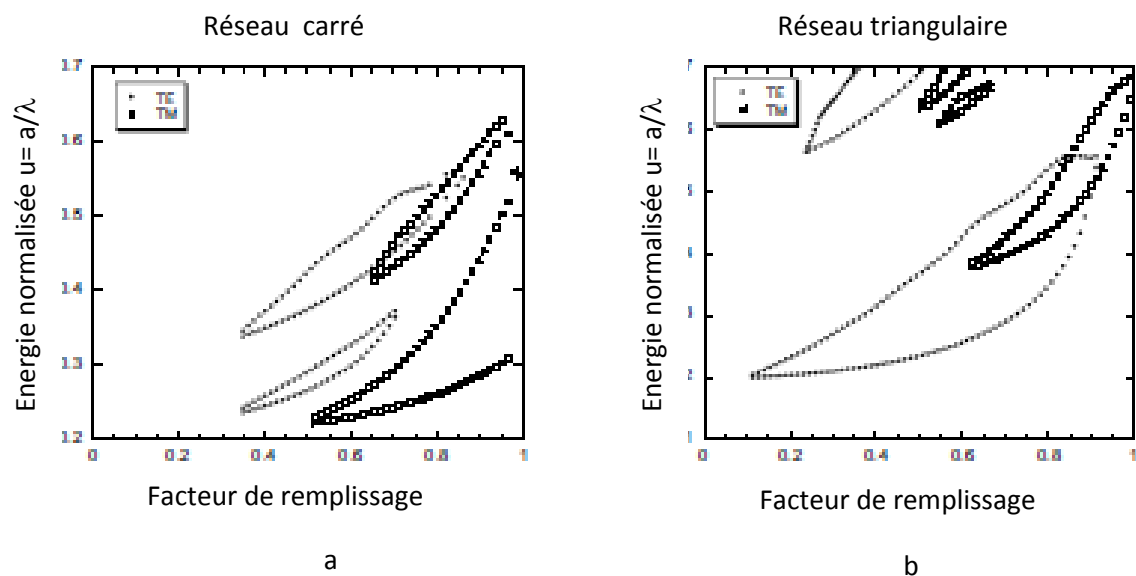


Figure 1.11 : Carte des bandes interdites d'un réseau de trous d'air dans une matrice diélectrique ( $\epsilon_r = 11.4$ ) [40]

- a- Réseau carré
- b- Réseau triangulaire

### 1.9. Les cristaux photoniques bidimensionnels :

Les cristaux photonique bidimensionnels sont très utilisés du fait que beaucoup d'applications des cristaux photoniques investies le domaine des longueurs d'ondes de l'ordre du micron mètre. On sait que pour un contrôle omnidirectionnel de la lumière, les cristaux photoniques tridimensionnels sont sans doute les meilleurs. Mais dans tous les cas, leur fabrication très difficile et aussi, le contrôle délicat des défauts limitent pour l'instant le nombre des applications de ces structures à cette échelle de longueur d'onde [13].

Contrairement aux cristaux tridimensionnels, ceux bidimensionnels sont plus faciles à réaliser dans le domaine des longueurs d'onde du proche infrarouge et même du visible. Les

outils de fabrication de la microélectronique nous permettent de réaliser des structures planaires avec des tailles submicroniques à partir de semi-conducteurs type IV (silicium, germanium) ou de type III-V (GaAs principalement) [13]. Dans le chapitre suivant, nous allons voir que les cristaux bidimensionnels permettent aisément de réaliser de nombreuses tâches optiques.

### **1.9.1. Technologie de réalisation :**

Différents modèles de cristaux photoniques bidimensionnels existent en littérature, entre autres on site.

#### **1.9.1.1. Cristaux photoniques bidimensionnels en optique planaire :**

Pour la réalisation des cristaux photoniques bidimensionnels pour l'infrarouge et le visible, les concepteurs ont utilisé les matériaux semi-conducteurs (silicium, GaAs, InP...) ainsi que les fibres de silice. Cela vient du fait que, à la plus grande maturité des technologies associées à ces matériaux d'un côté et, d'autre côté, aux études qui ont été fortement « boostées » par l'industrie des télécommunications optiques [1]. Il existe en général deux structures de cristaux photoniques bidimensionnels, structures connectées et structures déconnectées.

Malgré des problèmes de réalisation technique, le premier réseau s'est très vite imposé. Les pertes par diffraction hors du plan de périodicité sont, apparues importantes pour le réseau de tiges semi-conductrices, puisque la hauteur des tiges était limitée. Le réseau connecté étant choisi, le problème du confinement optique dans la troisième direction de l'espace restait malgré ça posé. Pour les matériaux diélectriques ou semi-conducteurs, le seul critère pour obtenir le confinement optique en l'absence de bandes interdites photoniques est d'utiliser le confinement réfractif qui offre une variation d'indice de réfraction [1]. L'optique guidée traditionnelle ou le guide planaire élémentaire étant formé d'une couche de haut indice, prise en sandwich entre des couches d'indice plus faible ; est basée sur ce type de confinement. La structure générale de cristal photonique bidimensionnel qui s'est finalement imposée est donc celle du réseau hexagonal de trous gravé dans un guide planaire multicouche (figure 1.12-a et 1.12-b).

#### **1.9.1.2. Structure photonique membranaire**

L'approche membrane repose sur le principe d'un confinement de l'onde dans la direction verticale par un fort contraste d'indice de réfraction. Généralement, une couche

semi-conductrice de faible épaisseur est entourée d'air ou encore déposée sur un isolant. La technologie silicium sur isolant a été largement considérée [14] car elle permet un fort confinement vertical de la lumière. Ce dernier résulte du fort contraste d'indice entre le silicium et l'air. Le contraste entre la couche guidante de silicium et la couche isolante de

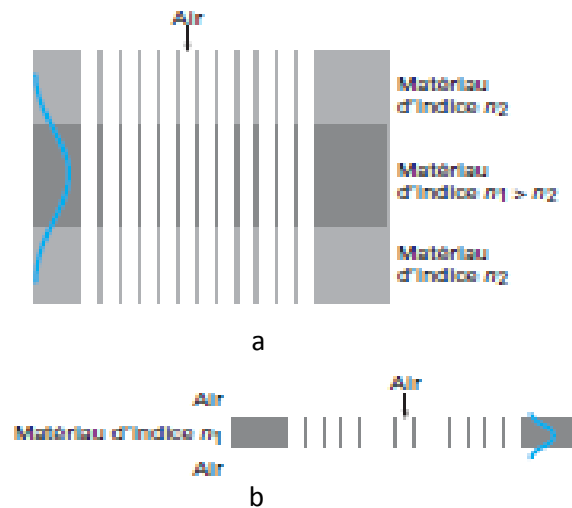


Figure 1.12 : Coupe verticale d'un guide planaire utilisé en cristaux photoniques bidimensionnels pour le confinement [1]

- a- Guide enterré avec cœur et gaine.
- b- Guide membranaires.

Silice est de  $\Delta n = 2$ . Ainsi, l'indice du milieu guidant est plus grand que l'indice du milieu environnant ce qui limite les pertes transverses, le champ étant ainsi mieux localisé [24]. Grâce au fort indice que l'approche membranaire utilise, cette dernière offre aussi l'avantage, de la non nécessité de graver profondément la couche guidante. En effet, l'épaisseur de cette couche n'est que de 220nm (l'exemple illustre en figure 1.13) [24,55]. Cette faible épaisseur permet de graver des trous plus petits par rapport à l'approche substrat épais et dont le diamètre est de l'ordre de (155nm) Cela étant dit, le principal inconvénient de cette structure reste sa fragilité et leurs grandes sensibilités aux chocs mais aussi aux contraintes lors des étapes de fabrication.

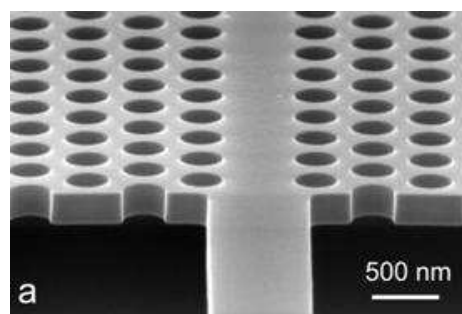


Figure 1.13 Image MEB d'un cristal photonique membranaire [24,55]

### 1.9.1.3. Structures à guide « enterré » et gravure Profonde :

Les structures à guide « enterré » (entre deux couches de confinement), malgré la difficulté de leurs réalisations technologiques en raison de la grande profondeur des trous à graver sont aujourd'hui à la base de fabrication des principaux composants de l'optique guidée. Cette configuration présente plusieurs avantages par rapport aux structures membranaires (figure 1.14).

- Le premier avantage est dû au fait que le cœur du guide est bien protégé contre les pollutions éventuelles de la surface du semi-conducteur.
- Le deuxième avantage est que même dans le cas d'un éventuel faible contraste d'indice, des perturbations accidentelles (ex : irrégularités de gravure) ou volontaires (ex : virage de lumière à guide coudé) ont moins de conséquences sur les pertes de guidage. C'est d'ailleurs les raisons pour lesquelles d'importants efforts ont été consacrés à la gravure profonde des matériaux semi-conducteurs [1]
- Toutefois, les structures réalisées dans cette configuration sont bien plus robuste par rapport aux structures membranaires.

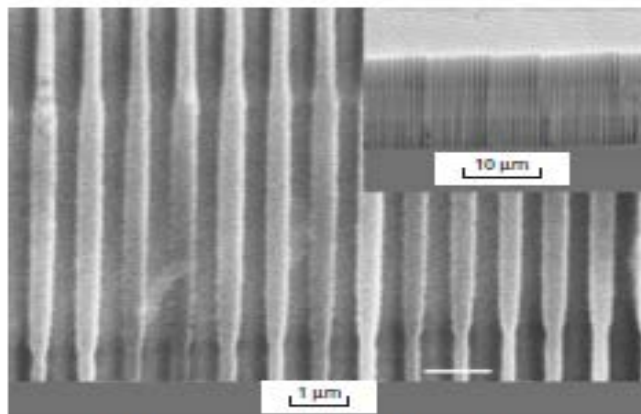


Figure 1.14 : Guide planaire réalisé par gravure photo-électrochimique du silicium [1,56]

### 1.9.2. Différents types de mailles du réseau bidimensionnels et facteur de remplissage :

#### a- Différents types de mailles du réseau bidimensionnel :

On trouve dans la littérature trois principales familles de cristaux photoniques selon la forme de leurs réseaux ; réseau carré, réseau triangulaire et réseau hexagonal.

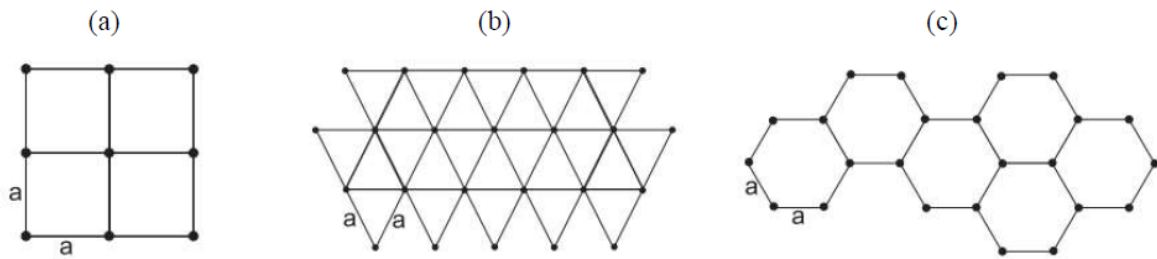


Figure 1.15 : figure montrant les réseaux, carré, triangulaire et hexagonal [18]

### b- Facteur de remplissage :

Le facteur de remplissage est défini comme étant le rapport entre l'espace occupé par la particule élémentaire et celui de la cellule élémentaire [15,18,24,58]. Pour le cas d'une particule circulaire de rayon  $r$  dans un cristal de paramètre de réseau de dimension  $a$ , le facteur de remplissage est égal à [18,24]:

$$- \frac{\pi.r^2}{a^2}, \text{ Pour un, réseau carré.}$$

$$- \frac{2.\pi.r^2}{\sqrt{3} a^2}, \text{ Pour un, réseau hexagonal}$$

Ces notions de facteurs de remplissages, de zone de Brillouin et diagramme de dispersion restent les principaux outils pour l'étude du comportement d'un cristal photonique

### 1.9.3. Réseau direct, Réseau réciproque et Zone de Brillouin :

#### a- Réseau direct, Réseau réciproque :

L'ensemble des structures périodiques unidimensionnel, bidimensionnel ou tridimensionnel ont été classifiées selon leurs propriétés géométriques (carré, triangulaire, hexagonal, etc.) dans l'espace réel (direct) sous l'appellation de "réseaux de Bravais". De tels réseaux peuvent être également définis dans un espace réciproque défini par une base de vecteurs propres  $b_j$  définis selon le produit scalaire :  $a_i.b_j = 2\pi\delta_{ij}$ . Ce réseau réciproque a les mêmes propriétés de symétrie que le réseau de Bravais. Les vecteurs de base du réseau réciproque serviront pour définir la zone de Brillouin et aussi pour représenter les courbes de dispersion [24].

#### b- La zone de Brillouin

Tout réseau de Bravais dans l'espace réel est défini par une cellule élémentaire (primitive) de vecteur de base orienté suivant la nature de cette cellule. Par analogie à l'espace réel il existe un espace dit réciproque dont la cellule élémentaire est appelée zone de

Brillouin. Cette dernière est très importante car la connaissance de la structure de bandes dans cette zone reflète suffisamment l'ensemble des modes de propagation dans le cristal si on considère ce dernier comme ayant une périodicité infinie dans chaque direction du plan. La figure 1.16 représente la zone de Brillouin pour un réseau carré [24], La périodicité de cette cellule élémentaire permet de résoudre les équations de Maxwell en utilisant la décomposition en ondes de Bloch déjà présenté dans les paragraphes précédents. Dans la figure 1.17 on peut voir l'espace direct et réciproque ainsi que la première zone de Brillouin pour un réseau triangulaire. On définit également par symétrie, la zone de Brillouin réduite ( $\Gamma$ MX pour le réseau carré et  $\Gamma$ MK pour le réseau triangulaire).

La figure 1.18 montre le réseau hexagonal. Ce réseau permet d'ouvrir la bande interdite la plus large possible, car sa première zone de Brillouin est presque circulaire (car on sait que pour ouvrir une bande interdite la plus large possible, il faut que la première zone de Brillouin du cristal soit le plus circulaire possible) [13].

De plus, il est relativement aisé de réaliser des trous et, s'ils sont remplis d'air, un fort contraste d'indice est possible.

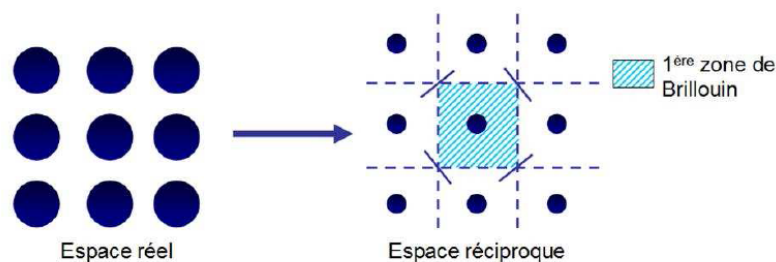


Figure 1.16 : Représentation d'un réseau carré dans l'espace réel et l'espace réciproque avec sa première zone de Brillouin [24].

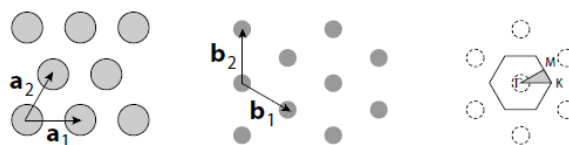


Figure 1.17 : Représentation des réseaux directs et réciproques ainsi que la zone de Brillouin pour les réseaux triangulaire [24]

En effet, l'étude de différents structure de réseau a montré que celle de forme hexagonale de trous d'air permet l'ouverture d'une large bande interdite photonique en polarisation « transverse électrique » TE et même une bande interdite complète sous certaines conditions

[14]. C'est d'ailleurs pour cette raison que c'est la géométrie la plus utilisée dans la littérature pour la réalisation d'applications à cristaux photoniques bidimensionnels, et c'est celle que nous utiliserons dans le chapitre trois.

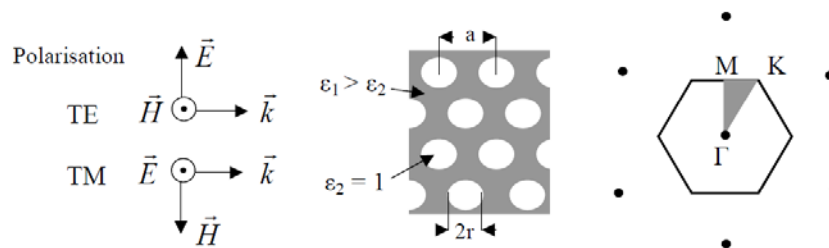


Figure 1.18 : Figure montrant le réseau direct d'un cristal photonique hexagonal de trous d'air dans une matrice diélectrique et à côté de lui son réseau réciproque. Les points de haute symétrie de la première zone de Brillouin sont reportés ( $\Gamma$ , M et K) et la convention utilisé pour la polarisation est donnée.  $a$  le paramètre de maille et  $r$  le rayon des trous [13].

## 1.10. Fort et faible contraste d'indice et approximation de l'indice effectif :

### 1.10.1. Fort contraste d'indice :

Un fort contraste d'indice permet un bon confinement vertical de la lumière et limite les pertes de propagation. Les forts contrastes d'indice sont généralement obtenus à l'aide d'une membrane semi-conductrice suspendue dans l'air [40,59], une couche de Si déposée sur  $\text{SiO}_2$  ou encore une couche de GaAs déposée sur  $\text{Al}_x\text{O}_y$  [40,60]. Dans ce dernier cas, la couche de  $\text{Al}_x\text{O}_y$  est obtenue par oxydation d'une couche de  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ . Le contraste d'indice vaut alors  $\Delta n = 2.5$  par rapport à l'air et  $\Delta n = 2$  par rapport à  $\text{Al}_x\text{O}_y$  (voir figure 1.19-a,b).

### 1.10.2. Faible contraste d'indice

A cause du faible contraste d'indice ( $\Delta n = 0.1 \sim 0.2$ ), le confinement vertical est faible et les pertes de propagation peuvent être importantes dans certaines situations (des pertes intrinsèques causées par la géométrie considérée et les pertes extrinsèques liées aux imperfections de fabrication des structures.) [40].

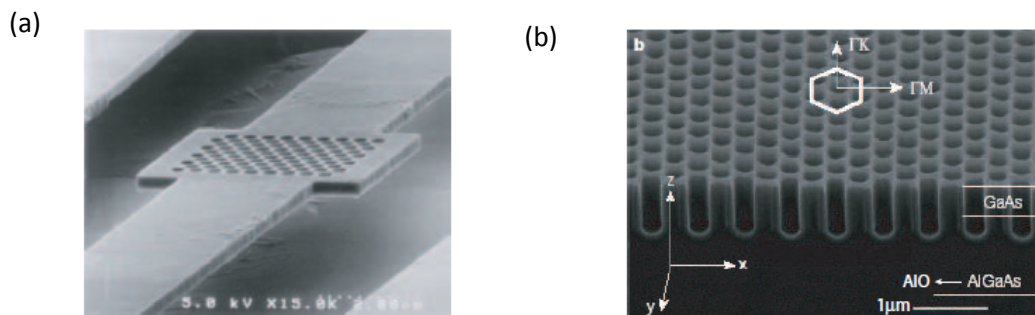


Figure 1.19 : Exemple de cristaux photonique bidimensionnels planaire à haut contraste d'indice vertical :

- a- Membrane de  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$  suspendue dans l'aire d'épaisseur 270nm [59].
- b- Cristal photonique planaire avec des trous profonds de  $\sim 0.5\mu\text{m}$ , gravé partiellement dans la couche  $\text{Al}_x\text{O}_y$  qui fonctionne comme gaine de bas indice ( $n \approx 1.5$ ) [60].

### 1.10.3. Approximation de l'indice effectif :

Cerné les aspects théoriques et expérimentaux des cristaux photoniques planaires a été toujours la première préoccupation des équipes de recherches du domaine. Pour cette raison, beaucoup efforts ont été déployés dans le but de les étudier et aussi mieux les caractérisés, en raison des places qu'ils occuperont dans les circuits photoniques intégrés futurs. Mais prendre en comptes tous les phénomènes physiques impliqués dans le fonctionnement de telles structures nécessitent impérativement des calculs tridimensionnels, quelle que soit la méthode de modélisation théorique utilisée.

L'ennui est que, malgré la grande précision des résultats que les calculs tridimensionnels fournissent, de tel calcul sont extrêmement long et demande surtout des capacités informatiques importantes (en espace mémoire nécessaire important et aussi des processeurs à grande vitesse d'horloges) [13,18]. En pratique une possibilité de rapprocher un calcul tridimensionnel à un autre bidimensionnel (en supposant comme si le cristal photonique est de hauteur infinie) est bien possible cela en attribuant au cristal photonique, la valeur d'indice optique correspondant à l'indice effectif du mode (fondamental) du guide d'onde planaire. Il a été montré que cette approximation reflète bien la réalité, mais il semble qu'elle soit plus précise dans une approche « substrat » que pour une approche « membrane » [13,61]. La troisième dimension est prise en compte par ce concept, par le fait que la lumière rencontre un indice moyen entre le cœur et la gaine (figure 1.20). L'indice effectif dépend principalement des indices de réfractions et des épaisseurs des matériaux composants l'hétérostructure ou de la membrane, de la longueur d'onde ainsi que de la polarisation de la lumière d'excitation.

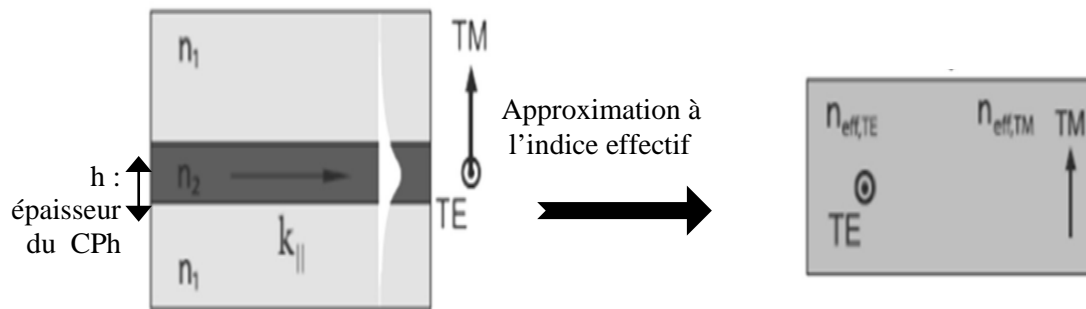


Figure 1.20 : Passage de l'indice réel à l'indice effectif [18].

## 1.11. Défauts ponctuels et défauts étendus :

### 1.11.1. Défauts ponctuels-Mode résonnant de cavité :

Plusieurs méthodes sont utilisées pour créer des défauts ponctuels dans les cristaux photoniques. On peut ajouter ou à modifier un ou plusieurs motifs du cristal et cela revient à réaliser des défauts lacunaires ou interstitiels appelées cavités. Les cavités optiques ainsi créées introduisent des énergies correspondants à leurs modes de résonance au sein des bandes interdites du cristal.

La figure 1.21 présente le spectre de transmission calculé d'un cristal bidimensionnel de géométrie hexagonale et formé de tiges diélectriques muni d'un défaut, créé par une tige manquante dans le réseau. Cette figure donne le spectre de transmission du cristal sans défaut présentant une bande interdite de longueur d'onde comprise entre 0,9 et 1,3  $\mu\text{m}$ . La présence du défaut se traduit par un pic de transmission étroit et unique à 1,1  $\mu\text{m}$ . On a donc affaire, dans ce cas, à une cavité monomode [1,62].

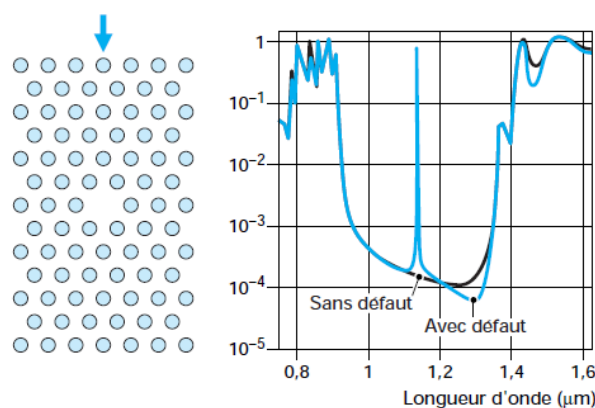


Figure 1.21 : Transmission d'un cristal photonique hexagonal de tiges diélectriques avec ou sans défaut lacunaire. Le peak de transmission correspond au mode résonnant de la cavité introduite avec le défaut [1]

## 1.11.2. Défauts étendus et guides d'onde

### 1.11.2.1. Couplage de défauts ponctuels

Plusieurs défauts ponctuels peuvent pratiquement être rapprochés délibérément de façon à obtenir des effets de couplage dans un cristal photonique. Un exemple en est donné en figure 1.22, où un cristal photonique hexagonal est transformé en une chaîne de cavités

Ce design assure un couplage des modes de résonance de cavités voisines. Les modes couplés se dédoublent et le dédoublement se reproduit de cavité à cavité. On finit alors par obtenir une bande de transmission contenant une série de peak de transmission au contraire du premier cas. La direction d'alignement des cavités fixe la direction de propagation permise pour les ondes électromagnétiques. La chaîne de cavités forme donc un guide optique que l'on désigne sous l'acronyme CROW (de l'anglais, « Coupled Resonator Optical Waveguide » [1,63].

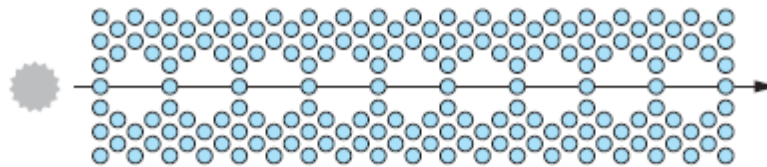


Figure 1.22 : Guide d'onde de différentes configurations réalisé dans un cristal photonique hexagonal. [1]

### 1.11.2.2. Guides d'ondes dans les cristaux Photoniques

Un défaut étendu est un ensemble de défauts ponctuels couplés réalisé en retirant (ou modifiant) directement une ou plusieurs rangées de motifs du cristal photonique original. Dans la figure 1.23 on peut voir deux exemples de cristal bidimensionnels hexagonal, le premier exemple (figure 1.24-a) représente un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma M$  alors que le second (figure 1.23-b) est un défaut obtenu en retirant une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma K$ . De ces figures on constate que les architectures des deux défauts sont très différentes et certainement ce sera le même cas pour leurs propriétés optiques. Les défauts étendus des figures 1.23-a et 1.23-b constituent aussi des guides d'onde optiques au sein du cristal photonique semblablement au cas de la chaîne de cavités couplées présentées au paragraphe précédent.

Dans le cas des guides des figures 1.23-a et 1.23-b, la lumière est guidée dans le cœur, car elle ne peut pas se propager dans les gaines qui présentent une bande interdite photonique ; Le guidage s'effectue donc par réflexion et on peut alors imaginer des guides

coudés ou courbés avec de très faibles rayons de courbure. En fait, on peut réaliser une grande variété de guides à cristal photonique bidimensionnels en mixant à la fois leurs formes géométriques et aussi leurs constitutions que ce soit connectés ou déconnectés [1].

Les cristaux photoniques bidimensionnels à réseaux de trous sont plus préférés par rapport à ceux constitués par des tiges diélectriques, cela est en raison non seulement de leurs capacité à fournir une bande interdite complète, mais aussi et surtout parce que les pertes par diffraction hors du plan de propagation y sont moins importantes. La lumière se propage dans ce cas de guide d'onde le long de l'axe invariant du cristal bidimensionnel et par conséquent la composante principale du vecteur d'onde  $k_z$  est donc suivant cet axe et les composantes  $k_x$  et  $k_y$  sont de transmission beaucoup plus faible. Le principe de fonctionnement de ces guides optiques diffèrent sensiblement de celui des guides d'onde classiques de l'optique guidée où le guidage est assuré par réflexion totale à l'intérieur d'une couche diélectrique (le coeur), prise en sandwich entre deux autres couches diélectriques (les gaines) d'indice de réfraction plus faible.

La réflexion totale à l'interface entre deux couches d'indices respectifs  $n_1$  et  $n_2$  est obtenue pour tous les angles d'incidence supérieurs à l'angle critique  $\theta_c$  donné par : [1].

$$\theta_c = \arcsin(n_2/n_1) \quad 1.37$$

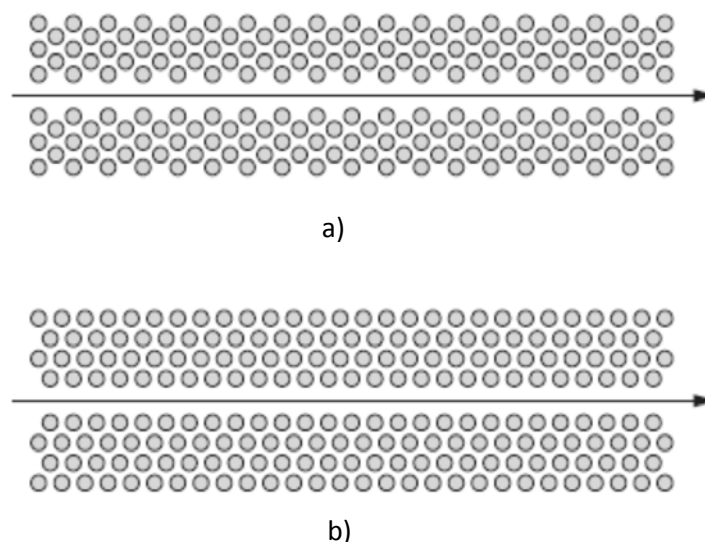


Figure 1.23 : Guide d'onde de différentes configurations réalisé dans un cristal photonique hexagonal. [1]

- a- Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma M$ .
- b- Guide obtenu par retrait d'une rangée de motifs dans la direction  $\Gamma K$ .

### 1.11.3. Influence du défaut sur le diagramme de dispersion :

L'insertion du défaut dans la structure influe fortement sur le diagramme de dispersion [30,64]. Un diagramme de bandes en orientation  $\Gamma K$  est tracé pour un cristal photonique à maille triangulaire sans défaut (indice du matériau égal à 3.21 et facteur de remplissage en air égal à 30%) ainsi que pour deux structures à guide de types  $W_3$  et  $W_5$  respectivement (figure 1.24). En comparant ces diagrammes, on constate que les structures avec défauts font apparaître des modes de propagations induit au sein de la bande interdite photonique du cristal parfait. En augmentant les largeurs des défauts on constate que nombre de modes augmente dans le guide (figure 1.24).

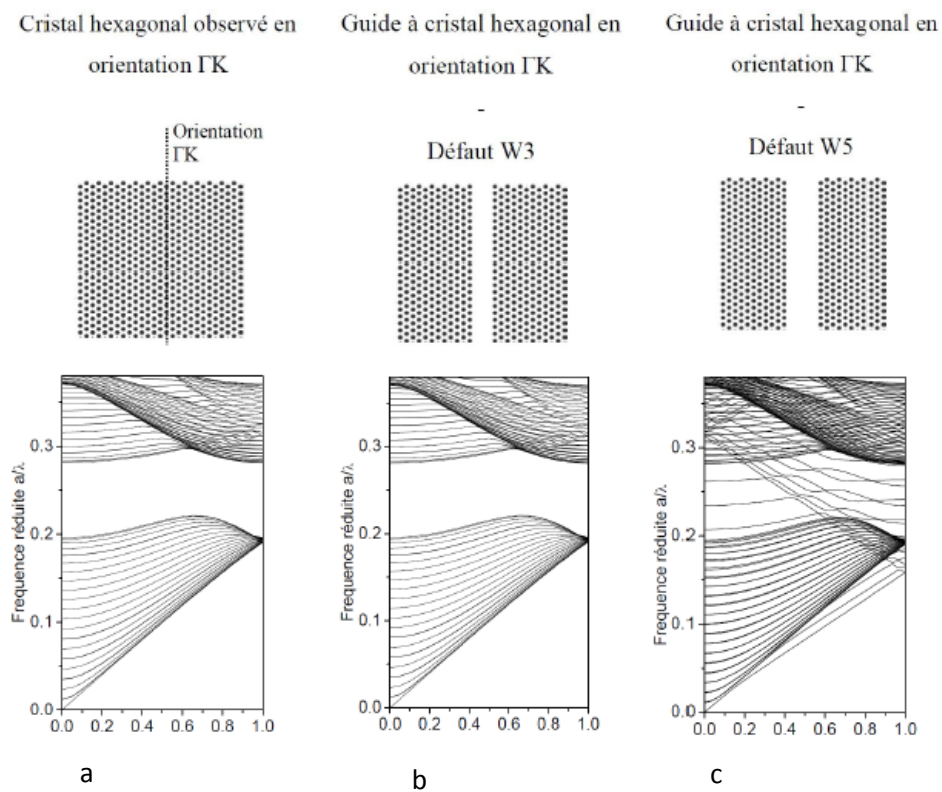


Figure 1.24 : Impact de la largeur du défaut linéique sur le diagramme dispersion d'un cristal photonique à réseau hexagonal en orientation  $\Gamma K$  [30].

- a- Cristal photonique sans défaut.
- b- Cristal photonique avec guide d'onde  $W_3$ .
- c- Cristal photonique avec guide d'onde  $W_5$

### 1.12. Conclusion :

Ce premier chapitre été dédié à l'étude des concepts de base relatifs aux cristaux photoniques. Parmi ces concepts, le plus importants entre eux est leurs possessions de structures de bandes interdites photonique issus de leurs propres architectures. En effet la

variation périodique de la constante diélectrique des matériaux constituant ce cristal photonique à l'échelle de la longueur d'onde, sur une ou plusieurs directions ; mène à l'ouverture d'une bande interdite photonique interdisant toute propagation de lumière de longueur d'onde située entre ces limites. Cette bande interdite associée à des défauts de tous types (microcavité, guide d'onde, couplage microcavité-guide d'onde ..etc) volontairement créés dans la structure périodique originale de ce cristal est à la base de toutes les applications conçues au tour de ce type de structure. D'un autre côté, la grande flexibilité que ces structures périodiques offrent sont très prometteuses pour la réalisation de composants optiques planaires compacts et originaux et plus particulièrement les capteurs optiques..

### **Références du chapitre 1 :**

- [1] Jean-Michel LOURTIOZ, Cristaux photoniques et « gaps » de photons -Aspects fondamentaux- et -Propriétés et applications-, Date de publication : 2004 af3710/11, Technique de l'ingénieur.
- [2] Samira AMOUDACHE, Cristaux Photoniques Accordables ; Application Au Domaine Des Capteurs THESE DE DOCTORAT Spécialité : Physique. Université Mouloud Mammeri De Tizi-Ouzou. Soutenue Le 26/11/2015
- [3] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, et J. D. Joannopoulos, Photonic bound states in periodic dielectric materials, *Phys. Rev. B* 44, 13772 (1991).
- [4] M. Sigalas, C. M. Soukoulis, E. N. Economou, C. T. Chan and K. M. Ho, Photonic band gaps and defects in two dimensions: Studies of the transmission coefficient, *Phys. Rev. B* 48, 14121 (1993).
- [5] Qihuang Gong | Xiaoyong Hu, Photonic Crystals Principles And Applications, 2013 by Taylor & Francis Group, LLC CRC Press is an imprint of Taylor & Francis Group, an Informa business.
- [6] E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.* 58, 2059–2062 (1987).
- [7] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.* 58, 2486–2489 (1987).
- [8] K. Guven, and E. Ozbay, "Coupling and phase analysis of cavity structures in two-dimensional photonic crystals," *Phys. Rev. B* 71, 085108 (2005).

- [9] M. Fatih, S. Fan, and M. Soljagic, “High-contrast all-optical bistable switching in photonic crystal microcavities,” *Appl. Phys. Rev.* 83, 2739–2741 (2003).
- [10] R. Colombelli, K. Srinivasan, M. Troccoli, O. Painter, C. F. Gmachl, D. M. Tennant, A. M. Sergent, D. L. Sivco, A. Y. Cho, and F. Capasso, “Quantum cascade surface-emitting photonic crystal laser,” *Science* 302, 1374–1377 (2003).
- [11] M. Okano, and S. Noda, “Analysis of multimode point-defect cavities in three-dimensional photonic crystals using group theory in frequency and time domains,” *Phys. Rev. B* 70, 125105 (2004).
- [12] Y. C. Hsue, A. J. Freeman, and B. Y. Gu, “Extended plane-wave expansion method in three-dimensional anisotropic photonic crystals,” *Phys. Rev. B* 72, 195118 (2005).
- [13] Marc ZELSMANN, Cristaux photoniques en silicium sur isolant pour le guidage, le filtrage, l’mission et l’extraction de lumière. Thèse de doctorat de l’Université Joseph Fourier – Grenoble 1. Novembre 2003
- [14] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade et J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, (1995).
- [15] Bougriou Faïda, *Etude Théorique Des Matériaux A Bandes Interdites Photoniques Bidimensionnelles : Applications Dans Le Domaine Du Guidage Optique Et La Détection*. Soutenu Le 16 Décembre 2013. Université Constantine 1
- [16] Michael Sarrazin, « Etude de propriétés optiques liées à la transmission de cristaux photoniques bidimensionnels », Thèse de doctorat n° 903, Université de Franche-comté, 24 avril 2002.
- [17] Davy Gerard, « Etude en champ proche et en champ lointain de composants périodiquement nano structurés : cristaux photoniques et tamis à photons », Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 09 juillet 2004.
- [18] Safia ARAFA, *Étude des composants à base de cristaux photoniques : Application dans le domaine du démultiplexage et de la détection*. UNIVERSITÉ FRÈRES MENTOURI, CONSTANTINE
- [19] S. Noda, A. Chutinan, et M. Imada, “Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure,” *Nature*, vol. 407, pp. 608, 2000.

- [20] C. Kee, S. P. Han, K. Byoung, et al., "Photonic band gaps and defect modes of polymer photonic crystal slabs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, pp. 051101, 2005.
- [21] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer, et J. D. Joannopoulos, "Donor and acceptor modes in photonic band structure," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 3380-3383, 1991.
- [22] M. Plihal et A. A. Maradudin, "Photonic band structure of two-dimensional systems: the triangular lattice," *Phys. Rev. B*, vol. 44, pp. 8565-8571, 1991.
- [23] A. Shinya, M. Notomi, I. Yokohama, C. Takahashi, J. Takahachi, et T. Tamamura, "Two dimensional Si photonic crystals on oxide using SOI substrate," *Opti. And Quant. Elect.*, vol. 34, pp. 113-121, 2002.
- [24] Maxence Hofman, Composants Optiques A Base De Cristaux Photoniques Pour Applications A L'imagerie Infrarouge. Soutenu Le 23 Novembre 2011 L'universite Des Sciences Et Technologies De Lille
- [25] Joannopoulos JD, Meade RD, Winn JN. "Photonic crystal: molding the flow of light". 1995; Princeton, NJ, Princeton University Press
- [25] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, M. Gendry, P. Rojo-Romeo, P. Viktorovitch, M. Le Vassor d' Yerville, D. Cassagne, J. P. Albert, E. Jalaguier, S Pocar et B. Aspar, Two-dimensional hexagonalshaped microcavities formed in a two-dimensional photonic crystal on an inp membrane, *Journal of Applied Physics* 93, p. 23 (2003).
- [26] S. David, Etude de composants à cristaux photoniques dans la filière silicium pour les longueurs d'ondes des télécommunications optiques, Thèse de doctorat, Université Paris XI (2003)
- [27] W. L. Ng, M. A. Lourenço, R. M. Gwilliam, S. Ledain, G. Shao et K. P. Homewood, An efficient roomtemperature silicon-based light-emitting diode, *Nature* 410, p. 192 (2001).
- [28] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish et M. A. Green, Very efficient light emission from bulk crystalline silicon, *Applied Physics Letters* 82, p. 2996 (2003).

- [29] D. Sotta, Milieux émetteurs de lumière et microcavité optique en silicium monocristallin sur isolant, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble 1 (2002).
- [30] H. Ahlam, Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques. Doctorat en Sciences en Electronique, Université Mohamed Boudiaf - m'sila 27/04/2017
- [31] R.L. Smith, S.D. Collins, « Porous silicon formation mechanisms », J. Appl. Phys. Vol 71, N° 8, pp 1-22, 1992.
- [32] J.C. Vial, J. Dierren, « Beyond quasicrystals », Les Houches, France, Springer, Berlin, 1994.
- [33] U. Gruning, V. Lehmann, S. Ottow, K. Bush, « Macroporous silicon with a complete two-dimensional photonic band gap centered at 5 //m », Appl. Phys. Lett. Vol 68, N° 8, pp 747-749, 1996.
- [34] S. Ottow, V. Lehmann, H. Föll, « Processing of three-dimensional microstructures using macroporous n-type silicon», J. Electrochem. Soc. 143, pp 385-390, 1996.
- [35] M. Galli, M. Agio, L. C. Andreani, M. Belotti, G. Guizzetti, F. Marabelli, M. Patrini, P. Bettotti, L. Dal Negro, Z. Gaburro, L. Pavesi, A. Lui, and P. « Bellutti: Spectroscopy of photonic bands in macroporous silicon photonic crystals», Phys. Rev. B, 65, 11311, 2002.
- [36] M. Patrini, M. Galli, M. Belotti, L.C. Andreani, G. Guizzetti, G. Pucher, A. Lui, P. Bellutti, L. Pavesi, « Optical response of one-dimensional (Si/sio<sub>2</sub>)<sub>m</sub> photonic crystals», J. Appl. Phys, 92, 4, pp 1816-1820, 2002.
- [37] G. Pucker, P. Bellutti, C. Spinella, K. Gatterer, M. Cazzanelli, L. Pavesi, « Room temperature luminescence from (Si/sio<sub>2</sub>)<sub>n</sub> (n=1, 2, 3) multilayers grown in an industrial low-pressure chemical vapor deposition reactor », J. Appl. Phys. 88, pp 6044-6051, 2002.
- [38] F.Benaissa, Etude et Simulation de la Propagation des Ondes Electromagnétiques  
Dans les guides à Cristaux Photoniques-Application aux Fibres Optiques. Mémoire de Magister en Physique. L'UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAÏD – TLEMCEM  
2012-2013

- [39] R. Naoum, S. Bouamami, F. Salah- Belkhodja., Etude d'un démultiplexeur à base des cristaux photoniques (Study of a demultiplexer based on photonic crystals) *J. Mater. Environ. Sci.* 1 (S1) (2010) 313-316
- [40] Benoît Lombardet, Etude et Réalisation de Cristaux Photoniques pour l'Optique Intégrée. École polytechnique fédérale de lausanne. 2005 de docteur ès sciences.
- [41] K. M. Ho, C. T. Chan, and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", *Phys. Rev. Letters*, vol. 65, no. 25, pp. 3152, 1990.
- [42] E Yablonovitch, T.J. Gmitter, and K.M. Leung, "Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, no. 17, pp. 2295-2298, 1991.
- [43] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths", *Nature*, vol. 394, no. 6690, pp. 251{253, 1998.
- [44] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, "Full Three-Dimensional Photonic Bandgap Crystals at Near-Infrared Wavelengths", *Science*, vol. 289, no. 5479, pp. 604-606, 2000.
- [45] J. D. Joannopoulos, "Self-assembly lights up", *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 257-258, 2001.
- [46] Y.A. Vlasov, X.-Z. Bo, J.C. Sturm, and D.J. Norris, "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals", *Nature*, vol. 414, no. 6861, pp. 289{293, 2001.
- [47] M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen, and H. I. Smith, "A three-dimensional optical photonic crystal with designed point defects", *Nature*, vol. 429, pp. 538-542.
- [48] M. Imada, L. H. Lee, M. Okano, S. Kawashima, and S. Noda, "Light-propagation control by 3D Photonic crystal / Fabrication of line-defect waveguide at near infrared wavelength", in PECS-V Conference, Kyoto, Japan, 2004.
- [49] A. Birner, R.B. Wehrspohn, U.M. Gosele, and K. Busch, "Silicon-based photonic crystals", *Adv. Mater.*, vol. 6, no. 16, pp. 377{388, 2001.

- [50] C. Sibilía · T.M. Benson · M. Marciniak · T. Szoplik, Photonic Crystals: Physics and Technology. Library of Congress Control Number: 2008932582 \_c 2008 Springer-Verlag Italia
- [51] T.E. Sale, Vertical cavity surface emitting lasers, Research Studies Press. Taunton, Somerset, England, 1995. Image réseau hexagonal et carré
- [52] Photonics Laboratory, Indian Institute of Technology, Kanpur.
- [53] Dems M., Czyszanowski T., Panajotov K.: Numerical analysis of high Q-factor photoniccrystal vcsels with plane-wave admittance method. Opt. Quantum Electron. 39, 419–426 (2007)
- [54] Painter (O.I.), Husain (A.), Scherer (A), O'Brien (J.D.), Kim (I) et Dapkus (D.). – Room-temperature photonic crystal defect laser at near-infrared wavelengths in ingaasp. J. Lightwave Technol. 17, p. 2082-2088 (1999).
- [55] Sharee J. Mcnab, Nikolaj Moll, and Yurii A. Vlasovultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides3 November 2003 / Vol. 11, No. 22 / OPTICS EXPRESS 2927
- [56] Rowson (S.), Chelnokov (A.) et Lourtioz (J.-M.). – Two-dimensional photonic crystals in macroporous silicon : from midinfrared (10  $\mu\text{m}$ ) to telecommunication wavelengths (1.3-1.5  $\mu\text{m}$ ). J. Lightwave Technol., vol. 17, p. 1989-1995 (1999).
- [57] Sandrine Massy, «Contribution à la réalisation de fonctions optiques à base de cristaux photoniques sur linb03», Thèse de doctorat N° 4, Université de Limoges, 2004.
- [58] D. Felbacq, E. Centeno, “Theory of diffraction for 2D photonic crystals with a boundary,” Optics communications, vol.199, pp. 39-45, 2001.
- [59] N Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, and K. Asakawa, “Con- ned Band Gap in an Air-Bridge Type of Two-Dimensional algaas Photonic Crystal”, Phys. Rev. Lett., vol. 86, no. 11, pp. 2289-2292, 2001.
- [60] E. Chow, S. Y. Lin, S. G. Johnson, P.R. Villeneuve, J. D. Joannopoulos, J. R.Wendt, G.A. Vawter, W. Zubrzycki, H. Hou, and A. Alleman, Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab", Nature, vol. 407, no. 6807, pp. 983-986, 2000.

- [61] M. Qiu, Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two-dimensional photonic crystals, *Applied Physics Letters* 81, p. 1163 (2002).
- [62] Noda (S.), Yamamoto (N.), Kobayashi (H.), Okano (M.) Et Tomoda (K.). – Optical properties of three-dimensional photonic crystals based on III-V semiconductors at infrared to near-infrared wavelengths. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no 7, p. 905 (1999).
- [63] Yariv (A.), Xu (Y.), Lee (R.K.) et Scherrer (A.). – Coupled-resonator optical waveguide : a proposal and analysis. *Opt. Lett.*, 24, p. 711- 713 (1999).
- [64] R. C. McPhedran, N. A. Nicorovici, D. R. McKenzie, L. C. Botten, A. R. Parker, et G. W. Rouse, « The sea mouse and the photonic crystal », *Australian J. Of Chem.*, Vol 54, N° 4, pp 241-244, 2001.

## **Chapitre 2 : Application des cristaux photoniques dans le domaine la détection.**

## 2.1. Introduction :

Dans cette introduction on donnera un aperçu de l'état de l'art de l'utilisation des cristaux photonique dans la détection de différent type de grandeurs physiques, ce qui sera ensuite détaillé dans les paragraphes suivants. Dès la première fois ou le concept de cristal photonique a été proposé par Yablonovitch et John en 1987 [1-3], ce dernier a eu beaucoup d'intérêt et a été cerné à la fois théoriquement et expérimentalement par un grand nombre de travaux de recherches [4,5]. L'une des propriétés les plus importantes d'un cristal photonique est sa possession d'une bande interdite photonique ou toute propagation de lumière dans son intervalle de fréquences (de la bande interdite photonique) est interdite [6].

Quand la périodicité du cristal photonique est brisée en modifiant ses paramètres structurels et/ou en infiltrant des matériaux appropriés dans les trous du cristal photonique (cas de structure connectée), alors des défauts sont introduits dans son micro-design. Ces défauts permettront à la fois de modifier et de contrôler à volonté la propagation de la lumière dans ce cristal photonique. Ces défauts introduits permettront de confiner fortement le champ électromagnétique et par conséquent de présenter de faible perte d'extinction [7]. La propriété du contrôle la lumière à mener les chercheurs à concevoir de nombreux dispositifs à base de cristaux photoniques qui sont maintenant utilisés dans les applications de contrôle de flux de lumière, tels que les filtres, les modulateurs électro-optiques, les commutateurs et les dispositifs à retard. La figure 2.1 illustre différentes structures bâties grâce à cette technologie ainsi que leurs applications.

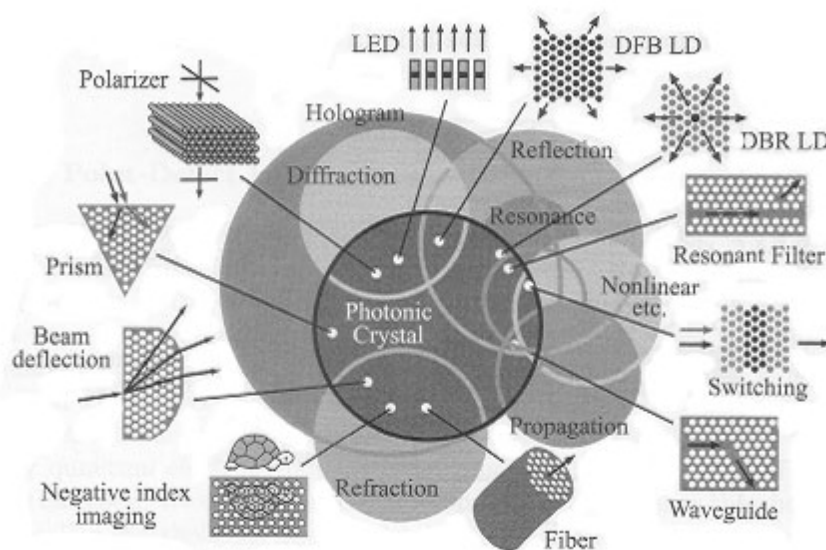


Figure 2.1: recueil d'applications à base de cristaux [8]

D'un autre côté, l'effet d'interaction améliorée par la présence des défauts au sein d'un réseau de cristaux photoniques [9], donne lieu à un mode optique avec une longueur d'onde résonante très sensible aux variations locales du milieu qui l'entoure (variation d'indice de réfraction du milieu) et fait de ces réseaux des éléments de base très prometteurs pour la conception de capteurs optiques hautement sensibles [10].

En effet, les capteurs conçus à base de cristaux photoniques sont de nos jours les plus populaires en raison de leurs caractéristiques prometteuses, telles que leurs tailles ultra-compact, leurs sensibilités de mesure très élevée, la flexibilité de leurs conceptions structurales qui conviennent mieux à l'intégration monolithique [11–13]. En outre, ces capteurs sont également dotés des caractéristiques favorables des capteurs optiques comme l'immunité aux interférences électromagnétiques et la rapidité de réponse, c'est pourquoi, au cours des dernières décennies, de nombreux excellents capteurs optiques utilisant cette technologie ont été développés pour être utilisés dans différents domaines d'applications dans la détection [1]. Entre autres on trouve, les capteurs de gaz, les capteurs de liquide, les capteurs de température, les capteurs de pression, les capteurs d'indice de réfraction, capteurs d'humidité et capteurs biochimiques.

Ce courant chapitre portera exclusivement sur les applications des cristaux photoniques bidimensionnels dans le domaine de la détection. Après une brève définition des capteurs ainsi que de leurs principaux paramètres qui les caractérisent, on donnera un état de l'art sur les capteurs optiques déjà existant en littérature réalisés grâce à cette technologie, et dans ce contexte on abordera, leurs structures ainsi que leurs principes de détection. A la fin de ce chapitre, on se focalisera exclusivement sur l'étude des capteurs mécaniques et plus précisément sur les capteurs de pression et de déplacement. Pour ces capteurs, nous allons détailler leurs principes de détections puis à la suite, on donnera des exemples de designs déjà proposés en littérature du domaine.

## **2.2. Définition des capteurs :**

En général, un dispositif qui détecte une entrée physique de son environnement et la traduit en une grandeur mesurable généralement du type électrique ; s'appelle capteur. L'entrée appliquée peut être la lumière, la chaleur, le mouvement, l'humidité, la pression ou toute autre grandeur physique ou biochimique. Les capteurs à cristaux photonique exploitent les propriétés optiques de leurs matériaux de base et en particulier leurs indices de réfraction de lumière, ou la variation des intensités de leurs signaux de réponses en fonction du

mesurande physique ; pour traduire un phénomène physique en un signal optique puis électrique mesurable grâce à des composants électroniques adéquats [14].

### **2.3. Paramètres important pour les applications de détections :**

Les dispositifs optiques compacts ayant de bonnes qualités sont obtenus par le contrôle précis de leurs paramètres géométriques de façon à avoir des designs stables et optimaux. Les plus importants paramètres d'un capteur optique sont

- **La largeur de bande à mis hauteur (FWHM):**

C'est l'un des paramètres les plus importants dans la conception des capteurs optiques du fait qu'il affecte directement leurs facteurs de qualité et leurs limites de détection. Ces derniers seront de plus en plus parfaits pour les largeurs de la FWHM les plus faibles (signal de sortie de forme impulsionnelle parfaite). La FWHM augmente généralement avec l'augmentation des pertes dues aux imperfections et à la mauvaise optimisation du design du capteur [15]:

- **Le Facteur de qualité :**

Le facteur de qualité est défini comme étant le rapport entre la longueur d'onde de résonance du capteur optique ( $\lambda_{res}$ ) et la largeur de bande à mis hauteur (FWHM)  $\Delta\lambda$  de son signal de sortie (signal de forme gaussienne et/ou impulsionnel). Ce facteur est écrit alors comme suit [15]:

$$Q = \lambda_{res} / \Delta\lambda \quad 2.1$$

Ou aussi,

$$Q = \omega / \Delta\omega \quad 2.2$$

Ou  $\omega$  et  $\Delta\omega$  sont respectivement les pulsations de résonance et la largeur de bande de fréquences correspondante au FWHM

- **L'Intervalle spectral libre (FSR) :**

En anglais « Free Space Range », il définit l'intervalle de longueur d'onde séparent deux peaks (impulsions) de sortie successifs. Ce rond spectral doit être suffisamment grand à empêcher les interférences des peaks de réponses du capteur. Ce paramètre est proportionnel au carré des longueurs d'ondes, cela veut dire pour avoir un bon FSR, le capteur doit être conçu pour fonctionner dans la gamme de grandes longueur d'ondes. Le FSR est un

paramètre qui trouve vraiment son importance dans le cas des capteurs optiques dont la réponse se présente est un shift (déplacement) des longueurs d'onde de résonances comme on le verra plus tard dans le chapitre suivant [15]:

- **La Limite de détection (DL):**

La détection limites est le changement minimal de mesurande qui peut être détecté par le capteur. Pour les capteurs exploitant le changement de l'indice de réfraction comme principe de détection, la DL représente le plus petit changement d'indice pouvant être détecté par le capteur. La limite de détection (DL) peut être déterminée par la relation suivante [15]:

$$DL = FWHM/S \quad 2.3$$

Ou S est la sensibilité du capteur.

- **La sensibilité :**

Pour la plus part des capteurs à cristaux photoniques, la sensibilité est défini comme étant le rapport entre le shift (changement ou décalage) de la longueur d'onde de résonance  $\Delta\lambda_{res}$ , et le changement correspondant de l'indice de réfraction  $\Delta n$ . en réalité ce paramètre est d'une importance extrême et qui juge en grande partie la qualité des capteurs. Plus la sensibilité est grande est constante, plus le capteur conçu s'approche de la perfection [16].

- **Linéarité :**

Un capteur est dit linéaire si la relation entre son excitation et sa réponse est linéaire, cela revient à avoir la même sensibilité sur toute l'étendue de sa plage de fonctionnement. Le plus grand intérêt d'avoir un capteur à réponse linéaire réside dans le faite que sa réponse sera facilement prédictible dans tout son intervalle de fonctionnement [17].

## **2.4. Capteurs à base de cristaux photoniques bidimensionnels :**

Dans cette partie du chapitre nous allons donner quelques types de capteurs réalisés par la technologie des cristaux photoniques bidimensionnels. Puis à la fin nous allons nous pencher beaucoup plus sur les capteurs mécaniques : de pression et de déplacement.

### **2.4.1. Capteur de température:**

Le concept de capteur de température à base de cristaux photonique utilise les mêmes principes de détection abordés précédemment ; le décalage des longueurs d'ondes ainsi que le

changement des transmissions des peak de sortie lorsque la température de l'environnement entourant le capteur change. En 1999, J. Ballato et al [18], ont réalisés un cristal photonique à l'aide de sphères de SiO<sub>2</sub>. Puis ils ont constatés que lorsque la température du milieu change, l'indice de réfraction de leur structure lui aussi change [18,19]. Cela vient du fait que les propriétés optiques du cristal photonique sont modifiées instantanément par le changement de la température, et par conséquent leurs structure agissait comme un capteur de température. Ces auteurs ont infiltré du 1-méthyl-naphtalène (MN) en tant que matériau actif pour la détection de la température dans leur cristal photonique de SiO<sub>2</sub>, car l'MN, possède un coefficient de température de son index de réfraction élevé ( $\sim 510^{-4}\text{K}^{-1}$ ).

Lorsque la température augmente, l'indice de réfraction du MN a diminué de 50 fois que celui du SiO<sub>2</sub>. La réduction du contraste d'indice de réfraction a augmenté la transmission dans la bande interdite photonique. En observant les changements dans la transmission de la lumière pour les longueurs d'ondes appartenant au gap photonique, le changement de température pourrait être mesuré. Une variation relative de 35% de la transmission a été mesurée pour une plage de température de 12°C. Ce résultat démontre la possibilité de concevoir des dispositifs à de contrôle thermique utilisant des cristaux photoniques.

En 2011, F. Hai-wei et al [20] ont levé le voile sur un nouveau type de capteur de température. Le cristal photonique utilisé ici été formé de tiges en silicium de réseau carré entourés d'air. Le paramètre de maille a été de 640 nm et le rayon des trous été de 0.6a. dans la matrice de trous originale de la structure propose, F. Hai-wei et al ont introduit des défauts de de forme de guide d'onde ainsi que des microcavité obtenues en réduisant le rayon de quelque trous dans des emplacement différents comme représenté en figure suivante (figure 2.2).

Sous l'effet de la dilatation thermique, la constante de maille (et par conséquent l'indice) de réfraction des tiges de silicium changent. La relation liant l'indice de réfraction du silicium à la variation de température est la suivante

$$n(T) = n_0 + \alpha \times \Delta T \quad 2.4$$



Figure 2.2 : Structure du capteur de température proposée par F.Hai et al [20]

Où  $n_0$  et  $\alpha$  sont les indices de réfraction à  $T = 0C^\circ$  et représente le coefficient thermo optique du silicium ( $\alpha = 2 \times 10^{-4} /C^\circ$ ) respectivement. Le capteur ainsi conçu par F. Hai-wei et al a présenté un comportement linéaire dans l'intervalle de  $0C^\circ$  à  $100 C^\circ$ , et la relation liant la longueur d'onde de résonance de la microcavité et le changement de la température est la suivante.

$$\lambda = 0.0066 \times \Delta T + 1576.475 \text{ nm} \quad 2.5$$

En plus de la linéarité du capteur les auteurs ont atteint une sensibilité thermique de  $6.6\text{pm}/C^\circ$  dans l'intervalle de température  $0C^\circ$  à  $100 C^\circ$ .

En 2016, A. Hocini et A. Harhouz [21], ont conçus un capteur de température à cristaux photonique bidimensionnels en silicium. L'élément actif dans ce capteur est une microcavité couplée à deux guides d'ondes (figure 2.3). Tous les trous de la structure ont été remplis d'eau distillée car l'indice de réfraction de ce dernier est dépendant de la température suivant l'allure présenté par la relation 2.6.

$$n = 3.38 \times (1 + 3.9 \times 10^{-5} \times T) \quad 2.6$$

Pour  $77 K^\circ < T < 400 K^\circ$

La longueur d'onde de résonance de la microcavité  $\lambda_0$  se trouve décalé lorsque la température varie en conséquence de la modification des indices de réfraction de l'eau distillée. Afin d'améliorer la sensibilité du capteur ainsi que sa linéarité, A. Hocini et A. Harhouz, ont agrandis les dimensions des trous localisés de chaque côté du guide d'ondes et en modifiant le nombre de trous d'air autour de la microcavité.

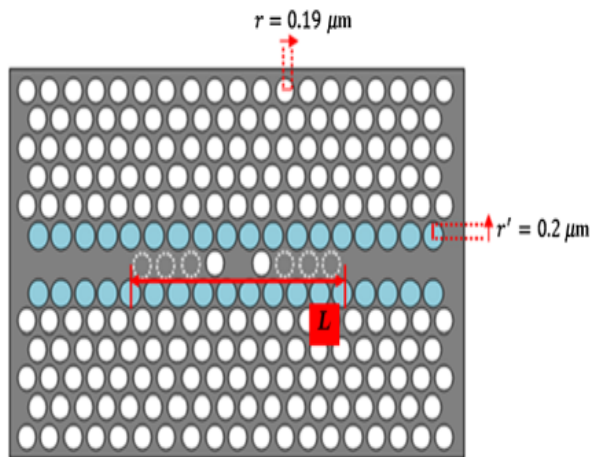


Figure 2.3 : Structure du capteur de température proposée par A.Hocini et A.Harhouz [21]

La sensibilité à température exploitée ici est attribuée à l'effet thermo-optique de l'eau distillée et grâce à cette nouvelle structure A. Hocini et A. Harhouz ont pu avoir une sensibilité de  $84 \mu\text{m} / ^\circ\text{C}$  et un comportement linéaire du capteur dans la gamme de température située entre  $20^\circ\text{C}$  et  $90^\circ\text{C}$ .

#### 2.4.2. Capteur biochimique :

La détection biochimique à réponse ultra-rapide, et de haute sensibilité joue un rôle très important dans tous les domaines de la vie ; du diagnostic médical aux systèmes de détection de l'environnement [22].

Un capteur biochimique de haute sensibilité exploitant le changement d'indice de réfraction de l'environnement peut alors être réalisé en utilisant simplement une microcavité à cristaux photoniques comme le cas de celui proposé par L. Martiradonna et al (figure 2.4) [23]. Les cristaux photoniques améliorent considérablement les interactions entre la lumière et la matière en raison de leurs très forts effets de confinement de photons. Cela permet de détecter et de mesurer d'une façon très précise une seule molécule biologique et en temps réel. Lorsqu'une molécule biologique, telle qu'une molécule d'ADN, une protéine ou un anticorps, est placée à la surface d'une microcavité à cristaux photoniques, la longueur d'onde de résonance du mode microcavité se décale en raison de l'augmentation de l'indice de réfraction due à ces molécules.

Sachant que l'indice de réfraction diffère d'une molécule biologique à une autre, le décalage en longueur d'onde de résonance sera différent pour chaque entité étudiée, cela veut

dire que ces dernières (les molécules biologiques) peuvent être distinguées grâce à cette propriété.

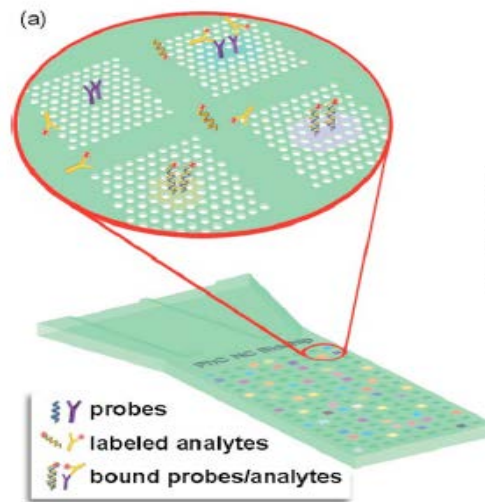


Figure 2.4 : Le capteur biochimique proposée par L. Martiradonna et al [23]

E. Chow et al [24], ont fabriqués un capteur biochimique qui utilise sur une microcavité réalisée dans un cristal photonique bidimensionnel connecté en silicium de constante de maille et de diamètre des trous d'air de 440 et 255 nm, respectivement.

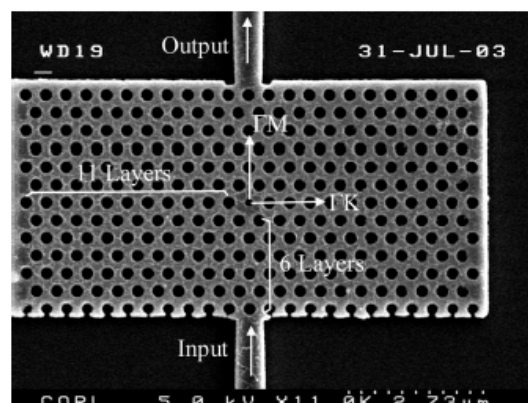


Figure 2.5 : Image prise par microscope électronique de la structure du capteur biochimique proposée par E. Chow et al [24]

La microcavité était obtenue en réduisant le diamètre du trou d'air central du réseau de géométrie triangulaire. Le diamètre du trou d'air de la microcavité était de 176 nm.

La structure du capteur proposé est donnée dans la figure 2.5. La longueur d'onde de résonance de la microcavité était autour de 1550 nm. Lorsque la solution chimique est versée sur la surface de la microcavité, l'indice de réfraction effectif de la région de la microcavité a augmenté, ce qui a fait décaler la longueur d'onde de résonance du mode de la microcavité

dans la direction des grandes longueurs d'onde. Pratiquement, le changement environnemental de l'indice de réfraction de 0.002 a fait décalé la longueur d'onde de résonance de la microcavité de 0,4 nm, offrant alors une sensibilité de détection élevée de 200 nm / RIU et une limite de détection 0.001.

D'autre part, Hamza Kurt and D. S. Citrin ont montrés que la sensibilité du capteur peut être extrêmement augmentée en utilisant un guide d'onde à résonateur couplé formé par le couplage de plusieurs microcavités identiques (figure 2.6) pour la détection biochimique [25].

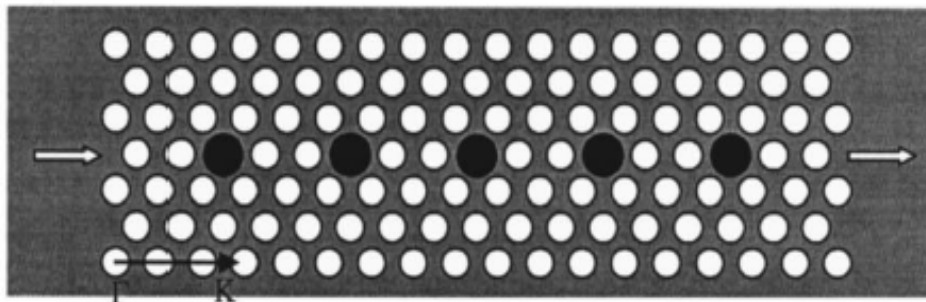


Figure 2.6 : Image prise par microscope électronique de la structure optimisée du capteur biochimique proposée par H. Kurt and D. S. Citrin [25].

Il est de nos jours à souligné que la détection de volumes de nano litre d'analyte biochimique et des résolution de détection d'indice de réfraction inférieur à  $10^{-6}$  unités d'indice de réfraction (RIU) sont désormais réalisables par les capteurs biochimiques à cristaux photoniques [26,27].

Un autre type de design est utilisé dans la réalisation de capteur biochimique ultrasensible ; c'est les capteurs à guide d'onde en slot (figure 2.6). Le slot (fente) est d'une couche de matériaux de faible indice de réfraction pris en sandwich entre deux couches de matériaux d'indice élevés. Les deux couches d'indices élevés assurent le haut de confinement des photons. Dû à la discontinuité du champ électrique l'interface entre la partie de haute indice et celle de faible indice de réfraction, la distribution du champ électrique du mode guidé sera principalement localisée dans la région du slot [28].

Le type de structure peut aisément détecter des petites modifications d'indice de réfraction de l'ordre de  $10^{-4}$  comme celle proposée par **C. A. Barrios et al.** [29] (figure 2.7). Le guide d'onde à slot est obtenu en gravant une fente étroite dans le centre d'un cristal photonique. La sensibilité de détection  $\Delta\lambda / \Delta n$  peut atteindre et même atteindre les 1500 nm / RIU [30].

### 2.4.3. Capteur de gaz :

Les capteurs de gaz jouent un rôle très important dans l'industrie moderne, dans la recherche scientifique et aussi dans la protection de l'environnement. Basé sur les technologies modernes de microfabrication avancées, des facteurs de qualité élevés de l'ordre  $10^6$  peuvent être atteints grâce à des microcavités à cristaux photoniques.

Le principe de la détection reste le même que dans le cas des capteurs précédents. Le changement d'indice de réfraction en présence du gaz à détecter, modifiera la longueur d'onde de résonance de mode de la microcavité. Des capteurs de gaz de haute sensibilité peuvent être réalisés grâce aux cristaux photoniques munis de microcavité [31].

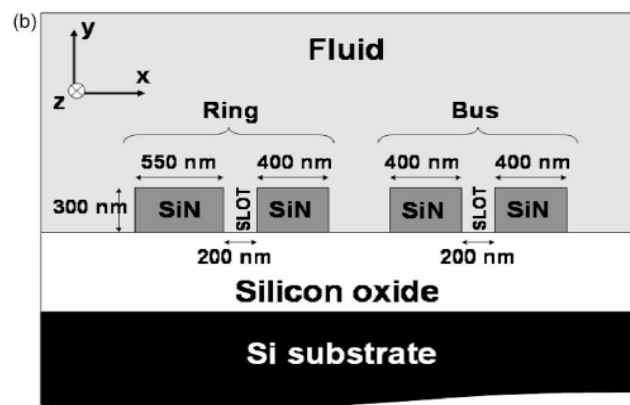


Figure 2.7 : Vue du haut prise par microscope optique de la structure du capteur biochimique proposée par C.A. Barrios et al [29].

Sunner et al, ont proposés un capteur de gaz utilisant sur une microcavité à cristaux photoniques à facteur de qualité élevé [32]. Leur capteur consistait en un cristal photonique à réseau triangulaire en GaAs muni d'une microcavité réalisée par la modification non homogène des rayons des trous d'air le long d'un guide d'ondes central comme illustré dans la figure 2.8. La constante de réseau et le diamètre des trous d'air normaux étaient 415 et 208 nm, respectivement. La région A, ayant des trous d'air d'un diamètre de 224 nm ont été utilisés comme miroir.

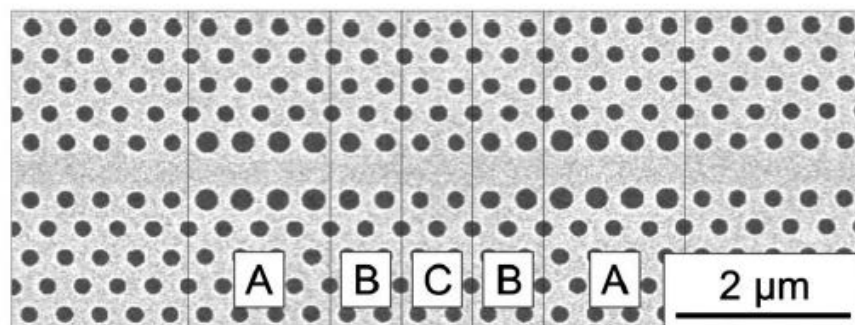


Figure 2.8 : image prise par microscope électronique de la structure du capteur de gaz proposé par T. Sunner et al [32].

Les diamètres des trous d'air dans la région B était allongés pour réduire la réflexion. Le facteur de qualité de cette structure a atteint 40 000. Quand l'indice de réfraction du gaz ambiant augmente, l'indice de réfraction effectif de la microcavité à cristaux photoniques augmente, ce qui entraîne le décalage de la longueur d'onde de résonance de mode de la microcavité dans la direction des plus grandes longueurs d'onde longue. La longueur d'onde de résonance s'est décalée de 8 pm pour un changement d'indice de réfraction de l'ordre de  $10^{-4}$  en présence du gaz ambiant. La sensibilité de détection  $\Delta\lambda/\Delta n$  peut atteindre 80 nm / RIU.

Pour ce même capteur, le changement de la pression du gaz peut également influencer sur son indice de réfraction. Par conséquent, le capteur de gaz peut également être adopté pour détecter le changement de la pression ambiante du gaz. Avec l'augmentation de la pression du gaz ambiant, sa densité sera par conséquent élargie, il en résulte une augmentation de son indice de réfraction. Si on prend le cas du gaz SF<sub>6</sub> comme exemple, lorsque la pression du gaz augmenté de  $10^3$  à  $510^4$  Pa, il se produira un décalage de 30 pm dans la longueur d'onde de résonance grâce à la microcavité en cristaux photoniques.

Y. Zhang et al [33], ont proposé un capteur de méthane à cristaux photonique basé sur l'infiltration de la molécule de cryptophane E dans une microcavité pour mesurer the concentration de gaz dangereux. La combinaison des excellentes propriétés des microcavités résonante avec la grande sensibilité de et la grande sélectivité de molécule de cryptophane molécule au méthane, a conduit à l'obtention d'une sensibilité à l'indice de réfraction de 363.8 nm/RIU, un facteur de qualité de 12.923, et une transmission de 0.9122 par la structure illustré en figure suivante (figure 2.9).

La structure est constitué d'une couche (slab) en silicium d'indice de réfraction de  $n_{\text{Si}}=3.48$ , de réseau triangulaire de trous d'air réalisé sur un substrat en SiO<sub>2</sub>. La constante de maille  $a$  est de 351 nm, le rayon de trous d'air normal  $r$  est de  $0.3a = 105.3$  nm, et l'épaisseur de la couche de silicium  $h = 0.6a = 210.6$  nm.

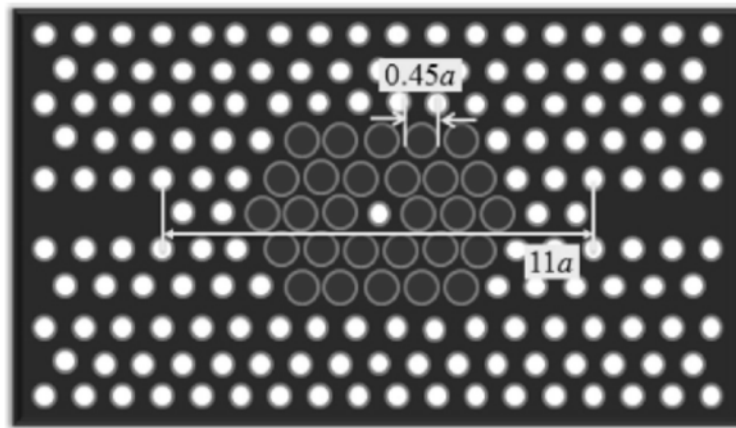


Figure 2.9 : Structure optimisée du capteur de méthane proposée par Yanan Zhang et al [33].

#### 2.4.4. Capteurs de fluide

Des capteurs de fluide peuvent être réalisés avec des microcavités ou des guides d'onde placés convenablement dans un cristal photonique. Si on prend le cas d'une structure connectée muni d'une cavité, quand le fluide remplit le (ou les trous) trou de la microcavité, l'indice de réfraction effectif de la microcavité change (augmente), ce qui entraîne le décalage de la fréquence de résonance du mode microcavité. De même, pour un défaut de forme de guide d'onde (formé par la réduction des diamètres d'une rangée de trous d'air), Quand les trous d'air du guide d'onde sont remplis avec le fluide, l'indice de réfraction effectif du guide d'onde augmente, ce qui mène aussi au décalage de la fréquence du mode guidé. Selon le déplacement des fréquences de résonances de la microcavité et des modes guidés, les modifications de l'indice de réfraction peuvent être déterminées et en conséquence, le fluide peut être distingué [34,35]. Hasek et al. Ont proposés un capteur de fluide basé sur les changements de transmittance d'un guide d'onde à cristal photonique dans le domaine des micro-ondes [36].

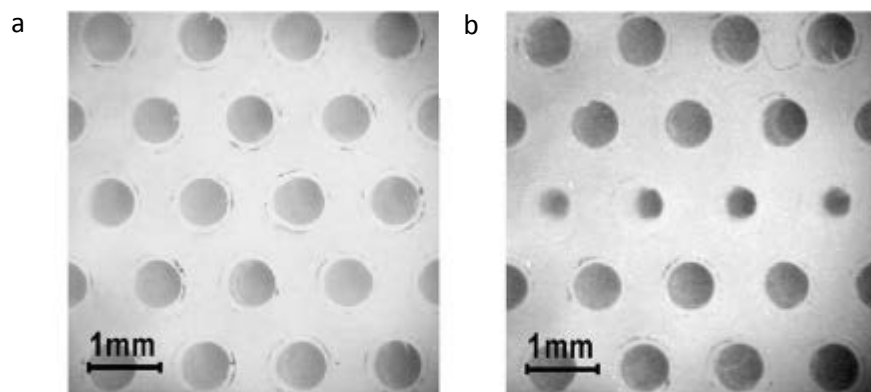


Figure 2.10 : Le capteur de fluide proposée T.Hasek et al [22,36]

- a- Le cristal photonique utilisé
- b- Le guide d'onde réalisé dans le cristal photonique.

Ils ont réalisés un guide d'onde dans un cristal photonique à réseau triangulaire bidimensionnel d'épaisseur de 10 mm fabriqué en polyéthylène de haute densité. Le guide d'onde a été construit par une rangée de trous d'air de diamètre réduit. La constante de réseau, le diamètre des trous d'air normaux et réduits étaient respectivement de 1,346, 0,7 et 0,51 mm. L'image SEM du guide d'onde est illustrée dans la figure 2.10. La bande interdite photonique du capteur était située dans la gamme de fréquences 97-109 GHz. La transmittance du guide d'onde à cristal photonique était de 23 dB.

Lorsque les trous d'air de la région du guide d'onde étaient remplis de cyclohexane, la transmittance du guide d'onde à cristal photonique a augmenté à 20 dB. Lorsque les trous d'air du guide d'ondes région ont été remplis de  $\text{CCl}_4$ , la transmittance du guide d'onde a grimpé à 17 dB. L'introduction de fluide dans les trous d'air fait augmenter l'indice de réfraction effectif du guide d'ondes à cristaux photoniques, qui conduit à l'apparition de modes plus guidés Ce qui s'est traduit par une augmentation de la transmittance du guide d'onde à cristal photonique. En se basant sur ce principe différents fluides peuvent être détectés et distingués. M. Loncar et al. Ont fournis un capteur de fluide qui utilise un laser issu d'une microcavité réalisée dans un réseau triangle à cristaux photoniques [37]. Le cristal photonique microcavité a été formé par un trou d'air réduit au centre d'un cristal photonique bidimensionnel à réseau triangulaire comme indiqué sur la figure 2.11-a. En conséquence, la distribution du champ électrique du mode microcavité était principalement confinée dans le défaut central comme on peut le voir dans la figure 2.11-b. La constante de maille, le diamètre des trous d'air normaux et le diamètre du trou central étaient respectivement de 446, 268 et 67 nm. Un laser pulsé à 830 nm, 30 ns a été utilisé comme source de lumière. Quand la microcavité à cristaux

photoniques a été remplie d'une solution d'alcool isopropylique d'indice de réfraction de 1,377, ils ont constaté un décalage de 67nm vers le rouge de la longueur d'onde du laser initiale. D'autre part, un décalage de longueur d'onde de 1 nm pourrait être obtenu pour un changement d'indice de réfraction de 0,0056.

D.F. Dorfner et al, eux aussi ont présentées un « channel-drop » en silicium à réseau triangulaire pour la détection de fluide [38]. La microcavité qu'ils ont proposés été construite en enlevant trois trous d'air. La constante de maille du réseau et le diamètre des trous d'air étaient de 380 et 237 nm respectivement (figure 2.12).

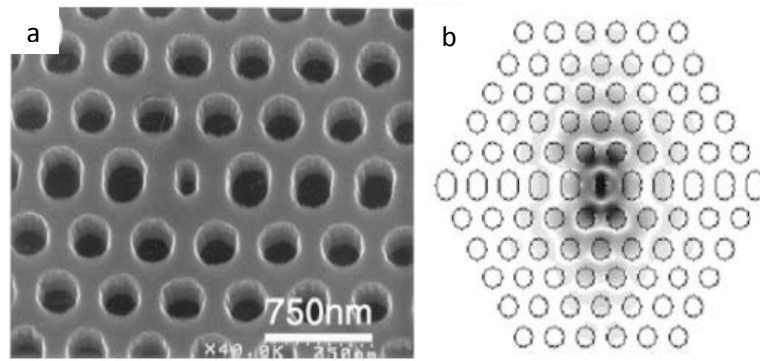


Figure 2.11 : Le capteur de fluide proposée M. Loncar et al [21,36]  
a- Image microscope électronique du cristal photonique.  
b- Distribution du champ électrique dans le cristal

La longueur d'onde de résonance de cette microcavité était de 1468,5 nm. Cette longueur d'onde de résonance a grimpée à 1511,7 nm lorsque le cristal photonique a été immergé dans l'isopropanol. La sensibilité à l'indice de réfraction atteinte par leurs design été de  $\Delta n / n = 0,006$ .

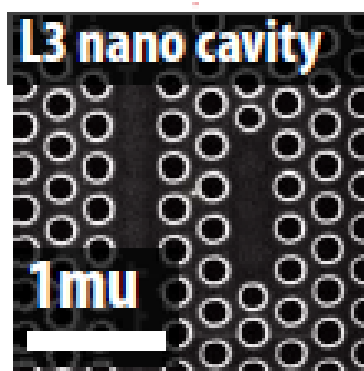


Figure 2.12 : Photo prise par microscope électronique du capteur de fluide présenté par D.F. Dorfner et al [32,38]

#### 2.4.5. Les capteurs mécaniques :

Il existe plusieurs genres de capteurs mécaniques réalisés avec les cristaux photoniques ; les capteurs de force, les capteurs de pression, les capteurs de déplacements .....etc. parmi ces différents genres on se limitera dans notre étude aux capteurs de pression et de déplacement.

##### 2.4.5.1. Capteur de pression :

###### a- Exemples de réalisation :

Les capteurs de pressions utilisant la technologie des cristaux photoniques sont toujours un sujet de concurrence pour les équipes de recherches du domaine. Cela peut être

constaté de la littérature des capteurs de pression qui se trouve de plus en plus riches en publications.

En 2007, Chengkuo Lee et al, ont présentés un capteur de pression à cristaux photonique bidimensionnels travaillant dans la gamme de 1 MPa à 5 MPa et utilisant une microcavité (figure 2.13). Grace à cette structure, ils ont obtenus une variation linéaire entre le décalage des longueurs d'onde de résonances des peaks de réponse du capteur et les pressions appliqués correspondantes [39].

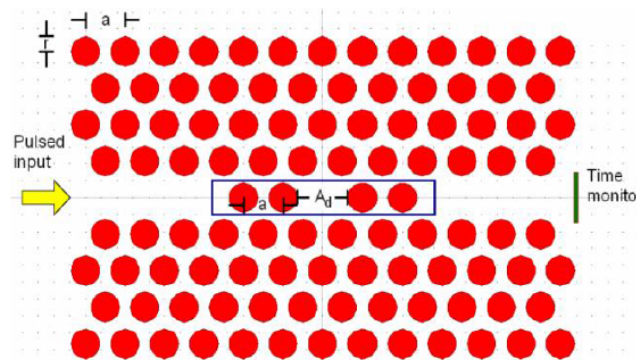


Figure 2.13 : Le capteur de pression proposé par L.Chengkuo et al [39]

Stomeo et al [40], ont fournis dans la même année, un capteur de pression utilisant une microcavité  $H_1$  (figure 2.14). Les pressions appliquées à cette structure ont fait décalés les longueurs d'ondes de résonance du spectre de réponse obtenu linéairement et la sensibilité obtenue grâce à ce capteur été de 5.82nm/GPa dans le rond de pression de 0.25 GPa à 5GPa avec une limite de détection de 0.3mN opérant dans l'intervalle longueur d'onde de 1300nm à 1400 nm.

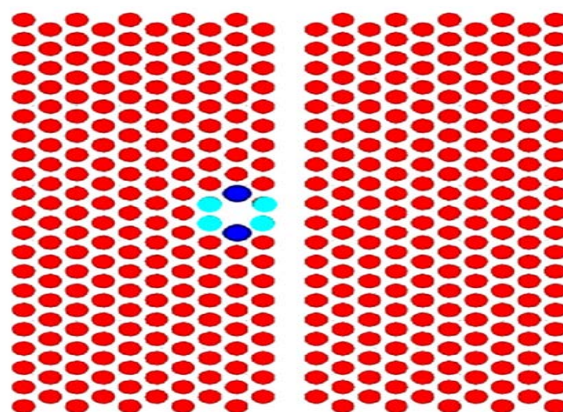


Figure 2.14 : Le capteur de pression proposé par T. Stomeo et al [40]

En 2012, S. Olyaei et al [41], ont présentés un autre capteur de pression à cristaux photonique bidimensionnels de réseau de trous d'air hexagonal creusées dans un substrat en silicium. Le capteur été formé d'un guide d'onde (obtenu en éliminant une rangé de trous) couplé directement à une nanocavité (figure 2.15). Avec cette configuration S. Olyaei et al ont pu atteindre une sensibilité en pression de 11.7 nm/GPa et une detection limite de **13nN**.

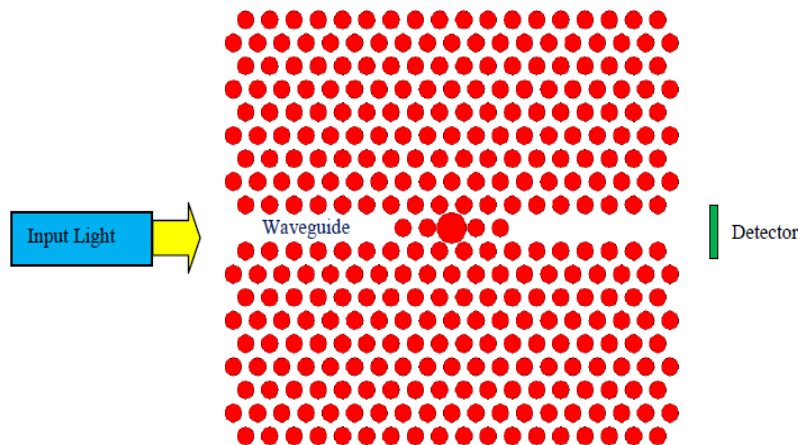


Figure 2.15 : Le capteur de pression proposé par S.Olyaei et al [41]

Aussi ces mêmes auteurs ont proposés une autre structure (figure 2.16), qui leurs a permis d'avoir un capteur de caractère linéaire sur une large gamme de pression allant de 0.1 à 10 GPa avec une bonne sensibilité de 8nm/GPa pour un intervalle de linéarité de 1300nm à 1400 nm.

S. Olyaei et A.A. Dehghani, aussi en 2013 [42], ont proposé un nouveau capteur de pression utilisant une microcavité de haut facteur de qualité couplé à un guide d'onde. Quand une pression externe quelconque est appliquée à la surface de ce capteur à cristaux photonique la longueur d'onde de résonance (qui représente la réponse du capteur) se trouve décalé après chaque pression appliquée.



Figure 2.16 : Le capteur de pression proposé par S.Olyaei et al [42]

L'intervalle de longueur d'onde du spectre de réponse de ce dernier se situe entre 1450–1550 nm et la sensibilité obtenu par ces auteurs été de 11.7nm/GPa avec une limite de détection de 13nN.

En 2016 S. TAO et al [43], ont conçus un capteur de structure déconnecté formé par des tiges de GaAs entouré d'air opérant entre 0 et 2GPa. La structure conçue a fourni une réponse

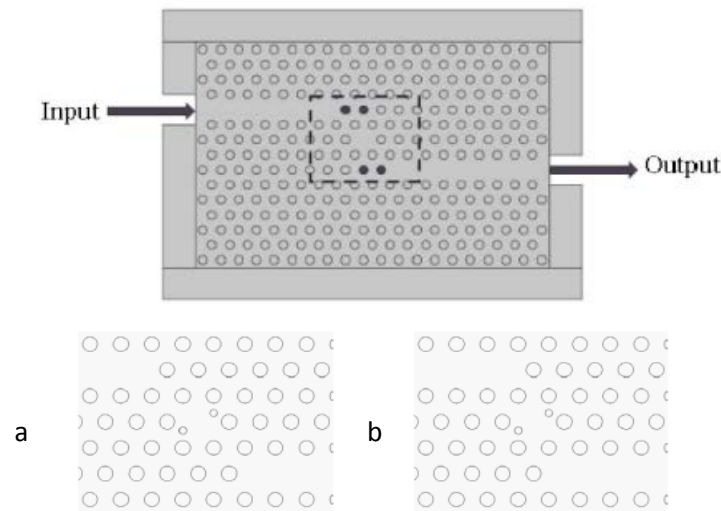


Figure 2.17 : Le capteur de pression proposé par S. Tao et al [43]

Linéaire et une sensibilité atteignant 13.9 nm/GPa et un facteur de qualité aux alentours de 1500.

### **b- Principe de la détection:**

Tous les capteurs à cristaux photoniques utilisent les mêmes principes de détection ; le principe de la variation d'intensité du peak de sortie ou du décalage de longueur d'onde de résonance sous l'effet de la grandeur à mesurer ; ce dernier est le plus utilisé.

En appliquant une pression au cristal photonique des contraintes mécaniques s'étaleront dans toute sa structure, et la géométrie du cristal se changée (figure 2.18), et en conséquence, son indice de réfraction changera entraînant avec lui le changement de sa bande interdite photonique et cela vient du fait que cette dernière dépend fortement de l'indice de réfraction, du rapport rayon (de trous ou de tige) / constante de réseau  $(r / a)$  [44].

D'autre part d'environnement interne du cristal photonique initialement isotrope devient anisotrope par la distribution de la contrainte (ou du stress) dans sa structure interne [44]. Pour un milieu structure la relation liant l'indice de réfraction à la pression appliquée est la suivante [41,45]:

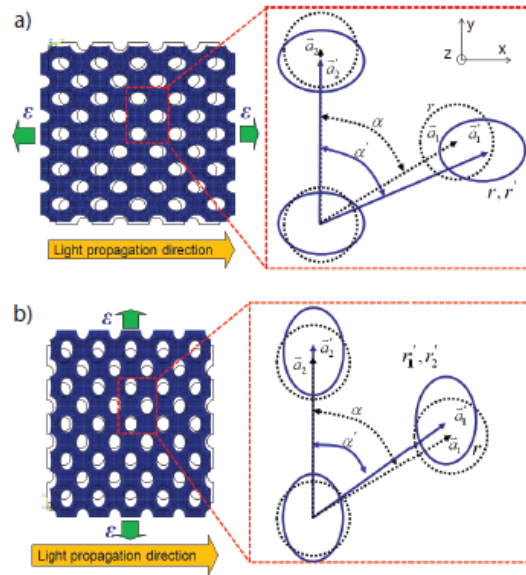


Figure 2.18 : Modification de la géométrie des trous pour le cas [44]

- a- Cas où la structure est étirée
- b- Cas où la structure est comprimée

$$\begin{bmatrix} n_{xx} \\ n_{yy} \\ n_{zz} \\ n_{yz} \\ n_{xz} \\ n_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_0 \\ n_0 \\ n_0 \\ n_0 \\ n_0 \\ n_0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} C_1 & C_2 & C_2 & 0 & 0 & 0 \\ C_2 & C_1 & C_2 & 0 & 0 & 0 \\ C_2 & C_2 & C_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_3 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} \quad 2.7$$

Ou  $n_{ij}$  représente l'indice de réfraction suivant les directions  $ij$  respectivement,  $n_0$ , est l'indice de réfraction, du matériau en repos (à pression appliquée nulle).  $\sigma_{ij}$  : la pression appliquée le long des direction  $ij$ .

En assumant que la pression hydrostatique est appliquée suivant une seule direction on aura alors :

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0 \text{ et } \sigma_{xx} = \sigma_{yy} \quad \sigma_{zz} = \sigma \quad 2.8$$

On obtiendra alors la relation finale suivante :

$$n = n_0 - (C_1 + 2 \times C_2) \times \sigma \quad 2.9$$

Ou  $C_1$  et  $C_2$  sont définirent comme suit :

$$C_1 = n_0^3 \times \frac{(P_{11} - 2 \times P_{12})}{(2 \times E)} \quad 2.10$$

Et

$$C_2 = n_0^3 \times \frac{(P_{12} - V \times (P_{11} + P_{12}))}{(2 \times E)} \quad 2.11$$

E et V sont respectivement le module de Young et rapport de Poisson du matériau. Pour le silicium ils sont de 130 GPa et de 0.225 respectivement [41].

Les constantes  $P_{11}$ ,  $P_{12}$  désignent les constantes opto-mécaniques du matériau et ils sont d'une importance capitale.

D'un autre côté on sait que l'indice de réfraction du silicium augmente linéairement quand la pression augmente. Selon la littérature du domaine, l'indice de réfraction du silicium augmente de 0.03985 pour chaque 1 GPa de pression [43, 46].

Dans le cas d'une structure contenant un guide d'onde couplé à une nanocavité, la transmission ainsi que la longueur d'onde de résonance du mode produit par la nanocavité, dans le spectre de sortie change en fonction de la pression appliquée. En appliquant une certaine pression à la structure, la longueur d'onde de résonance ainsi que son décalage introduit par la nanocavité peut être mesuré en fonction de la pression par l'intermédiaire du calcul du changement de l'indice de réfraction  $\Delta n$  ; D'ailleurs c'est le principe fondamental des capteurs de pression comme nous l'avons dit plus haut [47,45].

Pour le germanium, la relation donnant la variation de l'indice de réfraction en fonction de la pression appliquée est la suivante [48,49]:

$$n_{Ge} = (\varepsilon_{rGe})^{1/2} = (15.94 - 0.36 \times P + 0.014 \times P^2)^{1/2} \quad 2.12$$

$\varepsilon_r$  : est la permittivité relative du germanium.

Cette relation fournit l'indice de réfraction du germanium avec une précision de 5%

#### **2.4.5.2. Capteur de déplacement :**

De nombreux efforts scientifiques ont été consacrés dans le but de faire des mesures de micro voire de nano déplacement avec grande précision en utilisant des capteurs à base de cristaux photoniques et des interféromètres laser [50–52], en raison de leur précision de mesure des micro-déplacements tout en ayant des tailles ultracompactes. En outre, les capteurs de micro-déplacements pourraient également être potentiellement importants pour des applications telles que les systèmes NEMS optiques (nouveau type de capteur nano-

électromécanique), la microscopie à force atomique et la détection biochimique méritant ainsi une place d'éléments clés de la mesure dans les systèmes nano-électromécaniques (NEMS) [53-55].

**a- Exemple de réalisation :**

Les premières conceptions ultrasensible qui ont été proposés par O. Levy et al [51], pour la détection de déplacement utilisaient des guides d'ondes à cristaux photoniques (figure 2.19). Ces dans leurs temps, avaient démontrés que de tels dispositifs pouvaient fournir une sensibilité de proche de  $1\mu\text{m}^{-1}$  avec une source lumineuse de  $9,02\mu\text{m}$ .

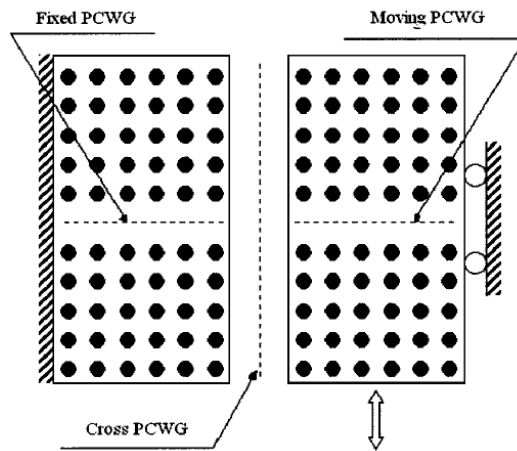


Figure 2.19 : Capteur de déplacement proposé par O. Levy et al [50]

Puis Z. Xu **et al** [56], ont présenté un capteur de micro-déplacement utilisant un cristal photonique bidimensionnels déconnecté (le matériau utilisé été d'indice de réfraction de 3.4) de réseau carré muni d'un défaut sous forme de cavité résonante linéique.

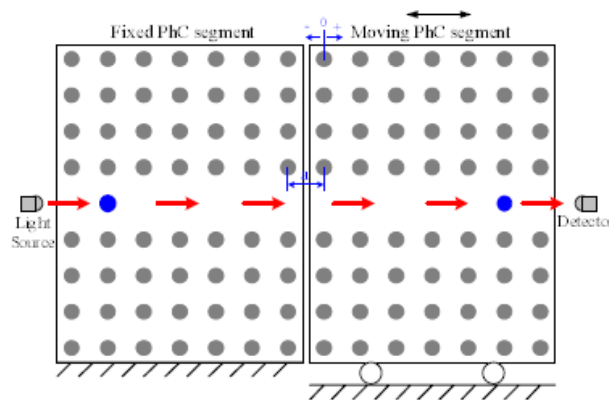


Figure 2.20 : Capteur de déplacement proposé par Zhenfeng et al [56]

Le cristal photonique formant le capteur été divisé en deux segments, un segment fixe et l'autre mobile, cela est illustré en figure 2.20. Ce capteur pouvait mesurer le déplacement dans une plage de  $-0,55a$  à  $0,60a$ . Pour l'étude du comportement de ce capteur cette plage a été segmentée en 6 sous-plages et chaque plage de déplacement ayant sa propre longueur d'onde d'excitation les résultats obtenus par **Zhenfeng Xu et al** sont regroupé dans le tableau 2.1.

Replacement (a)	Frequency de travail ( $2\pi c/a$ )	Sensibilité ( $a^{-1}$ )
-0.55 à -0.4	0.343	1.90
-0.4 à -0.2	0.341	1.62
-0.2 à 0.0	0.339	1.46
0.0 à 0.2	0.332	1.15
0.02 à 0.4	0.330	1.01
0.4 à 0.6	0.328	0.781

Tableau 2.1 : Sensibilité du capteur proposé par **Zhenfeng Xu et al** dans chaque segment de déplacement considéré [56].

Une autre structure de capteur a été introduite en 2007 par ces mêmes auteurs [57]. Ces derniers ont proposés un capteur de micro-déplacement avec une large plage de mesure dynamique et sa technique de détection est basée sur un coupleur co-directionnel en cristaux photonique. En 2011 par D.Yang et al. [58] ont fourni le capteur de déplacement en silicium représenté en figure 2.21.

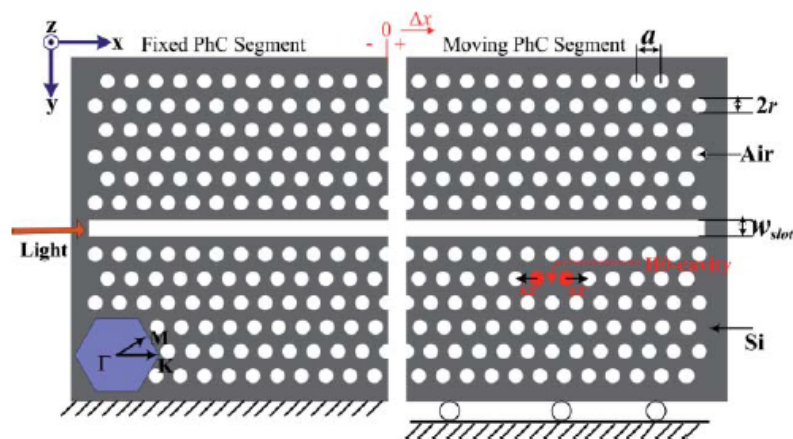


Figure 2.21 : Capteur de déplacement proposé par D. Yang et al [58]

Ce capteur été constitué d'un slab de silicium bidimensionnel avec un réseau de trous d'air en configuration triangulaire. Ce substrat de silicium contient une fente et une micro cavité  $H_0$  réalisé par l'enlèvement d'un seul trou (figure 2.21). Les deux trous horizontaux adjacents à la  $H_0$  seront déplacés d'une quantité  $s_x$  suivant les axes  $+X$  et  $-X$  respectivement pour contrôler les paramètres du capteur comme l'intensité du signal de la microcavité et sa sensibilité. Finalement le capteur final est obtenu en divisant la structure globale en deux segments, celui de gauche fixe et celui de droite mobile. En choisissant une fréquence d'excitation normalisée convenable  $\omega_0 = 0.2492(2\pi c/a)$  et pour  $s_x = 0.2a$ , D. Yang et al, ont pu avoir un capteur de réponse linéaire avec une sensibilité de l'ordre de  $1.a^{-1}$  et un facteur de qualité de la cavité  $Q$  de 6000 dans l'intervalle de déplacement de  $0.00a$  à  $0.20a$ . En 2014, S. Olyee et al [59], ont levé le rideau sur une autre structure de capteur doté de haute sensibilité par rapport à la littérature précédente. Ce capteur été réalisé avec un matériau d'indice de réfraction  $n = 3.4$  dans le quel est creusée une matrice de trous d'air suivant un réseau carré comme montré en figure suivante (figure 2.22).

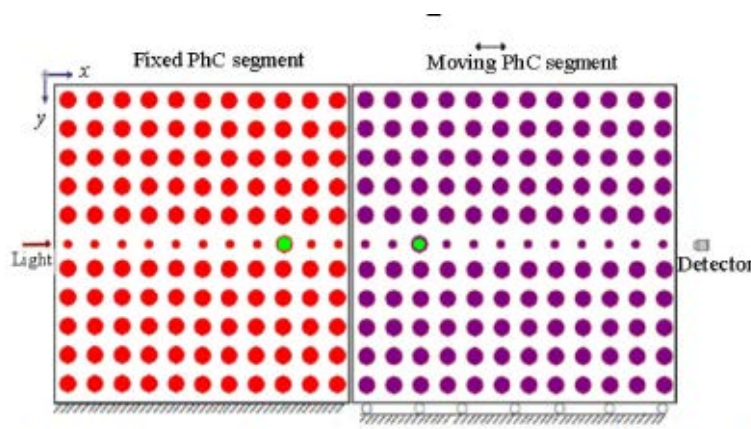


Figure 2.22 : Capteur de déplacement proposé par Saeed OLYaee et Morteza AZIZI [59]

En choisissant une longueur d'onde convenable de  $2.7 \mu\text{m}$ , la sensibilité qu'ils ont pu avoir est de  $3.6 \mu\text{m}^{-1}$ - $3.8 \mu\text{m}^{-1}$  selon le rayon des trous choisi (en choisissant un rayon de trous entre  $0.49 \mu\text{m}$  e  $0.51 \mu\text{m}$ , la sensibilité et la régression ont des valeurs optimale) avec un facteur de qualité proche de 180. La linéarité de ce capteur est assurée dans l'intervalle de  $0.0\mu\text{m}$  à  $0.5\mu\text{m}$ . Dans la même année **P. Rani** et al [60], ont proposés un capteur de nano-déplacement utilisant un réseau de trous de forme hexagonale creusés dans un slab en en silicium (Si) divisé en deux segment l'une fixe et l'autre (voire figure en bas). Un guide d'ondes est réalisé dans les deux segments en enlevant la rangé de trous centrale complète de chaque côté. La structure est conçue de façon à ce que le segment mobile ait deux degrés de

libertés, cela veut dire qu'il peut se déplacé dans la direction horizontale ou verticale comme présentée en figure 2.23.

Cette structure a fourni une grande sensibilité de  $0,00461 \text{ nm}^{-1}$  pour un déplacement horizontal du guide d'onde en mouvement de 40 nm à 120 nm. Pour le déplacement vertical du guide d'onde de la partie en mouvement, la structure est très sensible dans la région 150 nm à 200 nm avec une sensibilité de  $0,00684 \text{ nm}^{-1}$  pour un déplacement horizontal nul, de 130 nm à 200 nm avec une sensibilité de  $0,00523 \text{ nm}^{-1}$  pour un déplacement horizontal de 10 nm, de 130 nm à 200 nm avec une sensibilité de  $0,00418 \text{ nm}^{-1}$  pour un déplacement horizontal de 20 nm, 130 nm à 200 nm avec une sensibilité de  $0,00461 \text{ nm}^{-1}$  pour un déplacement horizontal de 30 nm, 100 nm-130 nm avec une sensibilité de  $0,00466 \text{ nm}^{-1}$  pour un déplacement horizontal de 40 nm. D'après les résultats qu'ils ont obtenus grâce à ce design, ils ont conclu que cette structure peut être utilisée comme capteur de Nano-Déplacement pour les déplacements horizontaux et verticaux.

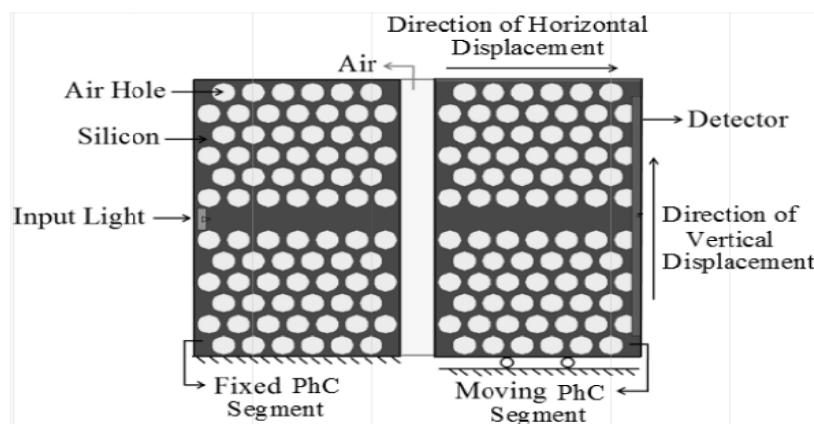


Figure 2.23 : Capteur de déplacement proposé par P. Rani et al [60]

### **b- Principe de la détection :**

Le principe de la détection utilisé par les capteurs de micro et/ou de nano déplacement en cristaux photonique reste dans cadre des principes cités dans le paragraphe 2.2, et plus précisément le deuxième principe. La lumière émise par une source se propagera à travers la structure du capteur proposé et l'intensité de la transmission est détectée par un photodétecteur. Ce genre de capteur est en général constitué de deux segments ; le premier fixe et le second mobile et tous les deux sont des structures à cristaux photonique de forme symétrique ou non. La modification de la distance entre les deux segments du capteur

changera l'intensité de la transmission et dans le cas où le capteur est proprement optimisé il existera une petite plage de déplacement dans laquelle la relation entre l'intensité de sortie et le déplacement est linéaire. A une fréquence de fonctionnement appropriée, la structure proposée peut être utilisée comme capteur de micro-déplacement avec une sensibilité élevée. Les coefficients de transmission pour différentes fréquences peuvent être exprimés approximativement par la fonction de Lorentz suivante [58,59]:

$$T(\omega_0, \omega_1) = \frac{\left(\frac{\omega_0}{2 \times Q}\right)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\omega_0}{2 \times Q}\right)^2} \quad 2.13$$

où  $\omega_0$  est la pulsation (qui correspond à la fréquence) de résonance et Q le facteur de qualité de la cavité résonante de la structure. Lorsque le segment mobile est décalé le long de l'axe commun de déplacement avec une certaine fréquence  $\omega_0$  de fonctionnement, nous pouvons alors déduire la variation du coefficient de transmission

$$\Delta T(\Delta x) = T(x + \Delta x) - T(x) \quad 2.14$$

ou,  $\Delta x$  est le déplacement entre les deux segments. En utilisant un développement en série de Taylor on obtiendra [58,59] :

$$\Delta T(\Delta x) = T'(x) \times \Delta x + \frac{T''(x)}{2} \times \Delta x^2 + O(\Delta x) \quad 2.15$$

En pratique, lors de la conception d'un capteur on doit chercher une pulsation  $\omega_1$  (ou une longueur d'onde  $\lambda_1$ ) qui assure son fonctionnement linéaire dans une plage de déplacement bien définie [56]. Une fois cette longueur d'onde définie la relation 2.15 devient linéaire ce qui implique que [58]:

$$T''(\omega_0, \omega_1) \approx 0 \quad 2.16$$

$$\Delta T(\Delta x) = T'(x) \times \Delta x, \quad 2.17$$

Et finalement la sensibilité de ce genre de capteur s'écrit sous la forme [58]:

$$S = \frac{\Delta T(\Delta x)}{\Delta x} \quad 2.18$$

## **2.5. Conclusion :**

Dans ce chapitre, une étude des capteurs de différentes mesurandes physiques, utilisant les cristaux photoniques ainsi que leurs principes de détection optique est effectuée. Les cristaux photoniques présentent un fort confinement optique de la lumière dans un très petit volume, permettant la détection des espèces caractérisées par des dimensions nanométriques. Aussi grâce à ces structures périodiques, des performances ultra élevées et des détections limites de très petits ordres ont été démontrées expérimentalement et théoriquement par différents groupes de recherche du domaine. Des capteurs à base de cristaux photoniques ont été proposés comme capteurs de gaz dans l'infrarouge moyen (par exemple capteurs de CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, CO), capteurs de température, de pression, d'humidité, de fluides, de déplacement, d'entités biologiques..etc.

Enfin, Ce type de capteurs optiques représente, une solution intrigante pour atteindre de hautes performances dans les applications de détection. Cela couplé au fait que les processus technologiques compatibles avec la norme et CMOS (à savoir, la lithographie par faisceau d'électrons, gravure par plasma à couplage inductif (ICP), dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD)) sont généralement utilisés pour la fabrication de ces structures périodiques (de différentes géométrie et dimensions), rendant ainsi ces capteurs aptes à production à grande échelle et à faible coût.

## **Références du chapitre 2:**

- [1] Ya-nan Zhanga, Yong Zhaoa,b, Ri-qing Lva, A review for optical sensors based on photonic crystal cavities. *Sensors and Actuators A* 233 (2015) 374–389 375. 0924-4247/© 2015 Elsevier
- [2] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 2059–2062.
- [3] S. John, Strong localization of photons in certain disordered physics dielectric superlattices, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 2486–2489.
- [4] A. Scherer, O. Painter, J. Vuckovic, et al., Photonic crystals for confining, guid-ing, and emitting light, *IEEE Trans. Nanotechnol.* 1 (1) (2002) 4–11.

- [5] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, S. Fan, Photonic crystals: putting a new twist on light, *Nature* 386 (6621) (1997) 143–149.
- [6] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, et al., *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, second ed., Princeton University Press, Princeton, 2008.
- [7] M. Notomi, Strong light confinement with periodicity, *Proc. IEEE* 99 (10)(2011) 1768–1779.
- [8] K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, and H. Föll. *Photonic Crystals Advances in Design, Fabrication, and Characterization*. 2004 WILEY-VCH Verlag gmbh & Co. Kga, Weinheim
- [9] P. Lalanne, C. Sauvan, J.P. Hugonin, Photon confinement in photonic crystal nanocavities, *Laser Photonics Rev.* 2 (6) (2008) 514–526.
- [10] S. Chakravarty, A. Hosseini, X.C. Xu, et al., Analysis of ultra-high sensitivity configuration in chip-integrated photonic crystal microcavity bio-sensors, *Appl. Phys. Lett.* 104 (19) (2014) 191109 (1–5).
- [11] Y. Zhao, Y. Zhang, Q. Wang, Research advances of photonic crystal gas and liquid sensors, *Sens. Actuators, B: Chem.* 160 (1) (2011) 1288–1297.
- [12] R.V. Nair, R. Vijaya, Photonic crystal sensors: an overview, *Prog. Quantum Electron.* 34 (3) (2010) 89–134.
- [13] C. Fenzl, T. Hirsch, O.S. Wolfbeis, Photonic crystals for chemical sensing and biosensing, *Angew. Chem. Int. Ed.* 53 (13) (2014) 3318–3335.
- [14] Vittorio M. N. Passaro, *ADVANCES IN PHOTONIC CRYSTALS*. First published February, 2013 InTeOp
- [15] Saeed Olyaei, Hamideh Mohsenirad and Ahmad Mohebzadeh-Bahabady, *Photonic Crystal Chemical/Biochemical Sensors*. *Progresses in Chemical Sensor*, 2016 2016 The Author(s). Licensee InTech. Chapter book, Chapter 3
- [16]- G. Asch et Coll. *Les capteurs en instrumentation industrielle* 7e edition. Dunod, 2010. ISBN 978-2-10-055697-7

- [17]- G. Asch et Coll. Les capteurs en instrumentation industrielle 7e édition. Dunod, 2010. ISBN 978-2-10-055697-7
- [18] John Ballato, and Andrew James, A Ceramic Photonic Crystal Temperature Sensor A Ceramic Photonic Crystal Temperature Sensor. *J. Am. Ceram. Soc.*, 82 [8] 2273–75 (1999)
- [19] Y. Chang, Y. Jhu, C. Wu, Temperature dependence of defect mode in a defective photonic crystal, *Opt. Commun.* 285 (6) (2012) 1501–1504
- [20] FU Hai-wei, ZHAO Hui, QIAO Xue-guang, LI Yan, ZHAO Da-zhuang, and YONG Zhen. Study on a novel photonic crystal temperature sensor. *OPTOELECTRONICS LETTERS* Vol.7 No.6, 1 November 2011
- [21] Abdesselam Hocini and Ahlam Harhouz, Modeling and analysis of the temperature sensitivity in two-dimensional photonic crystal microcavity. *Journal of Nanophotonics* 016007-1 Jan–Mar 2016 • Vol. 10(1). SPIE.
- [22] Qihuang Gong | Xiaoyong Hu, *Photonic Crystals Principles And Applications*, 2013 by Taylor & Francis Group, LLC CRC Press is an imprint of Taylor & Francis Group, an Informa business
- [23] L. Martiradonna, F. Pisanello, T. Stomeo, A. Quattieri, G. Vecchio, S. Sabella, R. Cingolani, M. D. Vittorio, and P. P. Pompa, “Spectral tagging by integrated photonic crystal resonators for highly sensitive and parallel detection in biochips,” *Appl. Phys. Lett.* 96, 113702 (2010).
- [24] E. Chow, A. Grot, L. W. Mirkarimi, M. Sigalas, and G. Girolami, “Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity,” *Opt. Lett.* 29, 1093–1095(2004)
- [25] H. Kurt and D. S. Citrin, “Coupled-resonator optical waveguides for biochemical sensing of nanoliter volumes of analyte in the terahertz region,” *Appl. Phys. Lett.* 87, 241119 (2005).
- [26] B. Cunningham, P. Li, B. Lin, and J. Pepper, “Colorimetric resonant reflection as a direct biochemical assay technique,” *Sens. Actuators B* 81, 316–328 (2002).
- [27] H. Altug and J. Vuckovic, “Polarization control and sensing with two-dimensional coupled photonic crystal microcavity arrays,” *Opt. Lett.* 30, 982–984 (2005).

- [28] V. R. Almeida, Q. F. Xu, C. A. Barrios, and M. Lipson, “Guiding and confining light in void nanostructure,” *Opt. Lett.* 29, 1209–1211 (2004).
- [29] C. A. Barrios, K. B. Gylfason, B. Sanchez, A. Griol, H. Sohlstrom, M. Holgado, and R. Casquel, “Slot-waveguide biochemical sensor,” *Opt. Lett.* 32, 3080–3082 (2007).
- [30] A. D. Falco, L. Ofaolain, and T. F. Krauss, “Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities,” *Appl. Phys. Lett.* 94, 063503 (2009).
- [31] G. Barillaro, G. M. Lazzarini, and L. M. Strambini, “Modeling of porous silicon junction field effect transistor gas sensor: insight into NO<sub>2</sub> interaction,” *Appl. Phys. Lett.* 96, 162105 (2010).
- [32] T. Sunner, T. Stichel, S. H. Kwon, T. W. Schlereth, S. Hofling, M. Kamp, and Forchel, “Photonic crystal cavity based on gas sensor,” *Appl. Phys. Lett.* 92, 261112 (2008).
- [33] Ya-nan Zhanga, Yong Zhaoa,b, Qi Wang , Measurement of methane concentration with cryptophane E infiltrated photonic crystal,\*, *Sensors and Actuators B* 209 (2015) 431–437.
- [34] J. Wu, D. Day, and M. Gu, “A microfluidic refractive index sensor based on an integrated three-dimensional photonic crystal,” *Appl. Phys. Lett.* 92, 071108 (2008).
- [35] J. Topolancik, P. Bhattachatya, J. Sabarinathan, and P. C. Yu, “Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides,” *Appl. Phys. Lett.* 82, 1143–1145 (2003).
- [36] T. Hasek, H. Kurt, D. S. Citrin, and M. Koch, “Photonic crystals for fluid sensing in the subterahertz range,” *Appl. Phys. Lett.* 89, 173508 (2006).
- [37] M. Loncar, A. Scherer, Y. M. Qiu, “Photonic crystal laser sources for chemical detection,” *Appl. Phys. Lett.* 82, 4648–4650 (2003).
- [38] D. F. Dorfner, T. Hurlimann, T. Zabel, L. H. Frandsen, G. Abstreiter, and J. J. Finley, “Silicon photonic crystal nanostructures for refractive index sensing,” *Appl. Phys. Lett.* 93, 181103 (2008).
- [39] C. Lee, J. Thillaigovindan, and R. Radhakrishnan, Design and Modeling of Nanomechanical Sensors Using Silicon 2-D Photonic Crystals. *Journal of Lightwave Lechnology*, vol. 26, no. 7, APRIL 1, 2008. 1-4244-0637-4/07/\$20.00 ©2007 IEEE

- [40] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M. De Vittorio, and D. Biallo, "Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology," *Microelectronic Engineering*, Vol. 84, pp. 1450-1453, 2007.
- [41] Saeed Olyae and Ali Asghar Dehghani, Nano-Pressure Sensor using High Quality Photonic Crystal Cavity Resonator. 8th IEEE, IET International Symposium on Communication Systems, Networks and Digital Signal Processing. 978-1-4577-1473-3/12/\$26.00 ©2012 IEEE
- [42] Saeed OLYAEE and Ali Asghar DEHGHANI, High Resolution and Wide Dynamic Range Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystal. *Photonic Sensors* (2012) Vol. 2, No. 1: 92–96
- [43] Shangbin TAO, Deyuan CHEN, Juebin WANG, Jing QIAO, and Yali DUAN, A High Sensitivity Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystal. *Photonic Sensors / Vol. 6, No. 2, 2016: 137–142.*
- [44] Bui Thanh Tung, Hoang Minh Nguyen, Dzung Viet Dao, Sven Rogge, Huub W. M. Salemink, and Susumu Sugiyama. Strain Sensitive Effect in a Triangular Lattice Photonic Crystal Hole-Modified Nanocavity. *IEEE Sensors Journal*, Vol. 11, No. 11, November 2011
- [45] M. Huang, "Stress effects on the performance of optical waveguides," *Internat. J. Solids and Struct.*, vol. 40, no. 7, pp. 1615–1632, 2003.
- [46] K. Vijaya Shanthi and S. Robinson, Two-Dimensional Photonic Crystal Based Sensor for Pressure Sensing. *Photonic Sensor Vol.4, No. 3, 2014:248-253.*
- [47] K. Radulović, Z. Jakšić, and Z. Djurić, "Design and simulation of stressed 2D photonic crystals by finite element method," in *Proc. II International Symposium Light Metals and Composite Materials*, Belgrade, May 19–20, pp. 99–101, 2004.
- [48] A.R. Goni, K. Syassen, M. Cardona, *Phys. Rev. B* 41, 10104 (1990).
- [49] H.K. Mao, *Science* 200, 1145 (1978).
- [50] O. Levy, B. Z. Steinberg, M. Nathan, and A. Boag, "Ultrasensitive displacement sensing using photonic crystal waveguides," *Applied Physics Letters*, 2005, 86(10): 104102–104104.

- [51] S. Olyaei, S. Hamed, and Z. Dashtban, "Design of electronic sections for nano-displacement measuring system," *Frontiers of Optoelectronics in China*, 2010, 3(4): 376–381.
- [52] S. Olyaei and S. M. Nejad, "Design and simulation of velocity and displacement measurement system with subnanometer uncertainty based on a new stabilized laser Doppler- interferometer," *The Arabian Journal for Science and Engineering*, 2007, 32(2C): 89–99
- [53] C. Lee, R. Radhakrishnan, C. C. Chen, J. Li, J. Thillaigovindan and N. Balasubramanian, " Design and modeling of a Nano mechanical Sensor using silicon photonic crystals," *Journal of Light wave Technology* 26, 839-846 (2008).
- [54] I. De Vlaminck, J. Roels, D. Taillaert, D. Van Thourhout, R. Baets, L. Lagae and G. Borghs, "Detection of Nanomechanical motion by evanescent light wave coupling," *Applied Physics letters* 90, 233116 (2007).
- [55] C. Lee and J. Thillaigovindan, "Optical nano mechanical sensor using a silicon photonic crystal cantilever embedded with a nanocavity resonator, " *Applied Optics* 48, 1797-1803 (2009).
- [56] Z. Xu, L. Cao, C. Gu, Q. He, and G. Jin, "Micro-displacement sensor based on line-defect resonant cavity in photonic crystal," *Optics Express*, 2006, 14(1): 298–305.
- [57] Z. Xu, L. Cao, Ping Su, Qingsheng He, Guofan Jin, and Glaire Gu, Micro-Displacement Sensor With Large Dynamic Range Based on Photonic Crystal Co-Directional Coupler. *IEEE Journal Of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. 2, February 2007.
- [58] Daquan Yang, Huiping Tian, Yuefeng Ji, Microdisplacement sensor based on high-Q nanocavity in slot photonic crystal. *Optical Engineering* 50(5), 054402 (May 2011)
- [59] Saeed OLYAEI and Morteza AZIZI, Micro-Displacement Sensor Based on High Sensitivity Photonic Crystal. *Photonic Sensors*, 2014
- [60] Preeti Rani, Yogita Kalra, Venus Dillu and R. K. Sinha, Photonic crystal based nano-displacement sensor. *Photonic Fiber and Crystal Devices: Advances in Materials and Innovations in Device Applications VIII*, edited by Shizhuo Yin, Ruyan Guo, Proc. of SPIE Vol. 9200, 92000Q · © 2014 SPIE.

## **Chapitre 3 : Capteurs de pression à cristaux photoniques bidimensionnels**

### **3.1. Introduction**

Les applications des cristaux photoniques dans la détection ont été abordés dans le chapitre précédant, et parmi ces applications, on trouve les capteurs de pressions. La pression comme phénomène et/ ou grandeurs physique à qui ont fait face presque dans tous les domaines de la vie quotidienne est très importantes et doit être contrôlée avec précision pour éviter tout dégâts issue de son déchainement. Cela n'est possible qu'on utilisant les technologies les plus sophistiqués pour sa mesure et son contrôle surtout quand on parle de domaines vitaux à l'homme. Sachant que la lumière et les photons sont les plus précis outils qu'on puisse trouver dans la nature, cela fait d'eux un très bon et précis support d'information et d'ailleurs pour cette raison les cristaux photoniques sont utilisés.

Dans ce chapitre; nous allons montrer comment on exploite les cristaux photoniques pour l'élaboration de capteur de pression de grande sensibilité. L'étude effectuée dans ce chapitre sera réalisée en deux grandes parties. Dans la première partie nous allons concevoir un capteur de pression à base de germanium, de structure assez simple mais ayant une assez bonne sensibilité. Puis dans la deuxième partie on utilisera cette fois le silicium comme matériaux de base, pour l'élaboration de capteur de pression à haute sensibilité. Dans toutes les simulations on utilisera le logiciel professionnel et spécialisé dans ce domaine de conception qui est le logiciel RSoft.

### **3.2. Capteur de pression en germanium :**

#### **3.2.1. Introduction :**

Dans cette première partie du chapitre 3, nous allons proposer une structure de capteur de pression à cristaux photonique bidimensionnels dont la forme est représentée en figure 3.1. Ce capteur sera conçu en utilisant le germanium comme matériaux de base du substrat (slab), contrairement à celui de [1], qui avait utilisé le GaAs/AlGaAs comme matériaux. L'usage du germanium vient du fait que ce dernier est compatible avec la technologie CMOS de l'industrie de la microélectronique [2].

Le capteur de pression proposé ici utilise le principe du schift de la longueur d'onde de résonance d'une microcavité couplé à un guide d'onde comme montré en figure 3.1. Quand une pression hydrostatique est appliquée à ce cristal photonique, ce dernier voit son indice de réfraction changé. Et vice versa, ce phénomène nous mènera dans un sens opposé au mesure de la pression en cause de ce changement. La simulation du fonctionnement du capteur sera faite en utilisant la méthode des différences finies temporelle et la méthode des ondes planes étendues (PWE).

### **3.2.2. Structure du capteur développée:**

La structure développée ici consiste en un cristal photonique de réseau bidimensionnel triangulaire réalisé dans un substrat (slab) en germanium (Ge). Cette structure est constituée d'une matrice de 31x31 trous d'air (l'indice de réfraction de l'air  $n_{\text{air}} = 1$ ), de période de réseau  $a$  et de rayon de trous  $r = 0.43a$ . Cette structure est présentée en figure 3.1 (l'indice du slab du germanium est pris en repos  $n_{\text{Ge}} \sim 4,0$  [2,3]). La figure 3.2 présente de diagramme de dispersion de la structure c'est à dire la fréquence normalisée en fonction du vecteur d'onde pour les modes magnétiques transverses (TM) du cristal photonique 2D. Ce diagramme est tracé suivant les orientations  $\Gamma$ -K-M- $\Gamma$  de la zone de Brillouin en utilisant la méthode des ondes planes étendue (PWE) 2D du logiciel RSoft (Band SOLVE). La structure à cristaux photonique adopté dans cette partie présente une large bande interdite situé entre 1271,2 nm et 2286,6 nm pour la polarisation TM. Cela veut dire que dans l'intervalle 1271,2 nm et 2286,6 nm aucune propagation n'est permise pour les ondes électromagnétiques. Mais pour permettre que cela arrive on doit introduire des états dans cette bande par l'introduction de défaut dans le cristal photonique [4]. Dans notre travail, nous avons introduit dans la structure périodique initiale (celle de la figure 3.1.1 sans défauts), deux défauts consistant en un guide d'onde couplé avec une microcavité. le guide d'onde est obtenu en enlevant la ligne de trous central horizontale entièrement dans la direction  $\Gamma$ K et la microcavité est obtenue en enlevant un unique sous le guide d'onde (figure 3.1). La source de lumière incidente éclairant le capteur est une impulsion de forme gaussienne de longueur d'onde de 1.55  $\mu\text{m}$  (longueur d'onde utilisée dans le domaine des télécommunications).

La lumière incidente est placée à l'entrée du guide d'onde et le moniteur de réception (dispositif pour la réception de la réponse du capteur) est placé à l'autre bous (à la fin du guide d'onde).

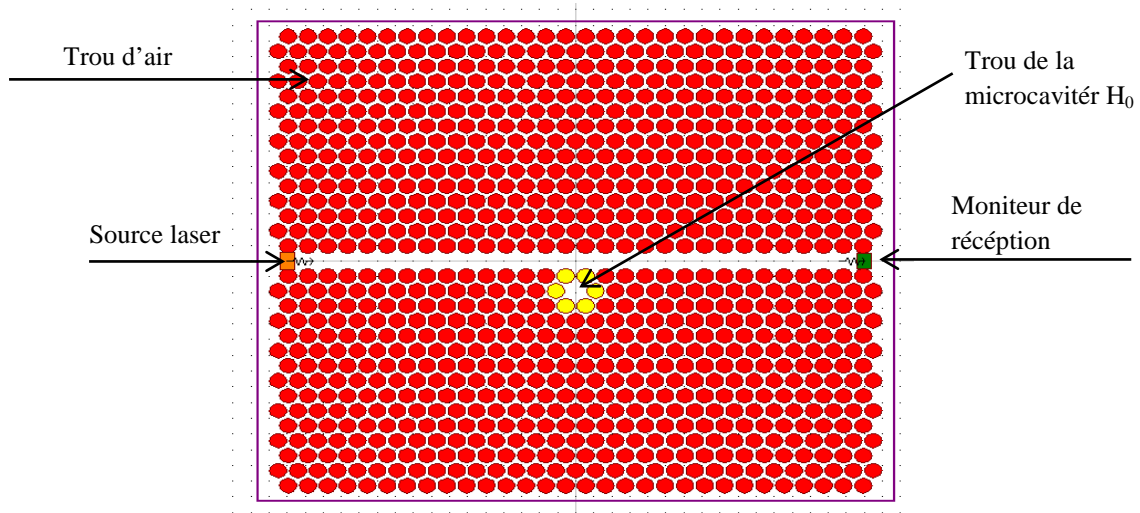


Figure 3.1 : Structure du capteur de pression en germanium que nous avons proposés. L'élément sensible ici est une microcavité  $H_0$  couplée à un guide d'onde

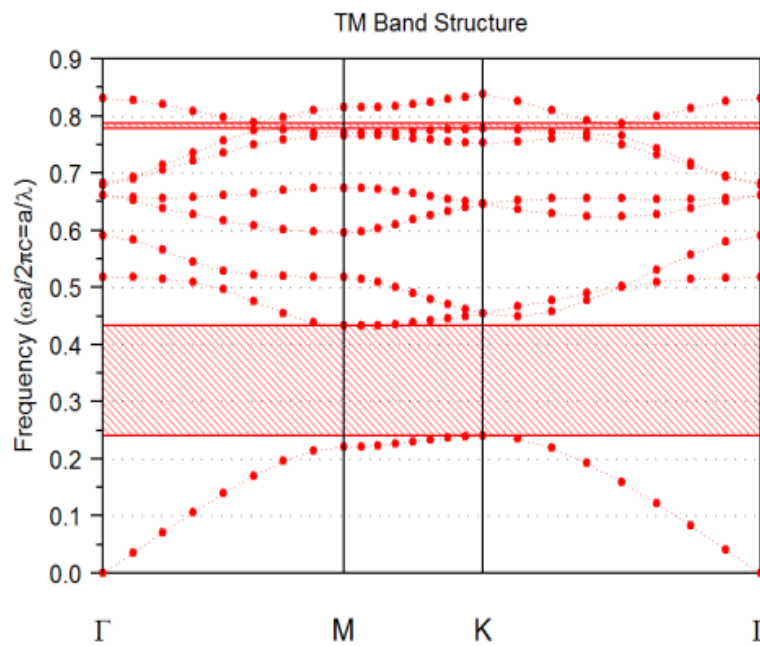


Figure 3.2 : Structure de bande d'énergie. On voit l'apparition de deux bandes interdites photonique pour la polarisation TM. la plus large est situé entre les les frequences normalisées

En utilisant la relation 2.12 donnée en chapitre 2, on trace la variation de l'indice de réfraction  $n_{Ge}$  du germanium en fonction de la pression  $P$  (en GPa). L'intervalle de variation de la pression

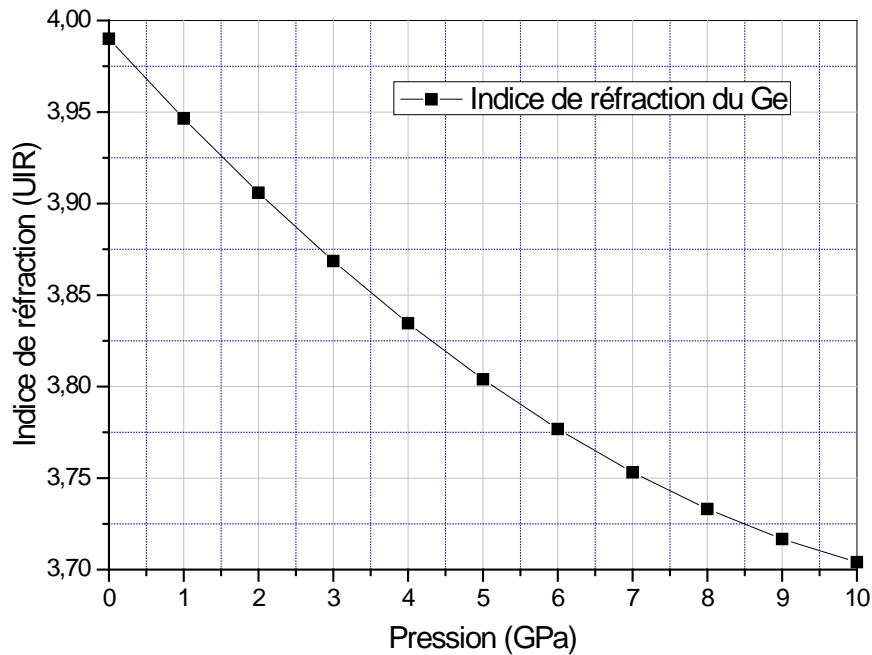


Figure 3.3 : La variation de l'indice de réfraction du germanium en fonction de la pression hydrostatique en GPa.

Hydrostatique considéré sera de situé entre 0 GPa to 10 GPa. Le résultat est présenté en figure 3.3. L'allure de cette courbe montre que l'indice de réfraction du germanium vari d'une façon non linéaire en fonction de pression hydrostatique P appliquée. Et de même, on constate aussi que l'indice de réfraction de ce matériau reste important le long de l'intervalle de pression considéré.

### 3.2.3. Comportement de la structure proposée au repos :

La figure 3.4 donne la transmittance de la réponse du capteur en repos. La courbe en rouge sur cette figure donne la réponse du capteur en supposant qu'il contient seulement le guide d'onde, et celle en noire représente sa réponse avec la microcavité en plus du guide d'onde ; c'est deux courbes correspondent à une pression appliquée nulle ( $P = 0\text{GPa}$ ). En présence de la microcavité et à l'équilibre du capteur, on remarque la présence d'un peak situé à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1566.65\text{nm}$  et cette dernière correspond à celle de résonance de la microcavité. Cette courbe est très importante car elle représente une référence pour les éventuels décalages des longueurs d'ondes  $\lambda_i$  correspondantes à l'état de déséquilibre du capteur. Connaissant la longueur d'onde de résonance de la microcavité correspondante à l'état de repos du capteur, on trace maintenant la réponse correspondante aux pressions situé entre 0GPa et 10GPa avec un pas de variation de 1GPa ; Les résultats sont présentés en figure 3.5.

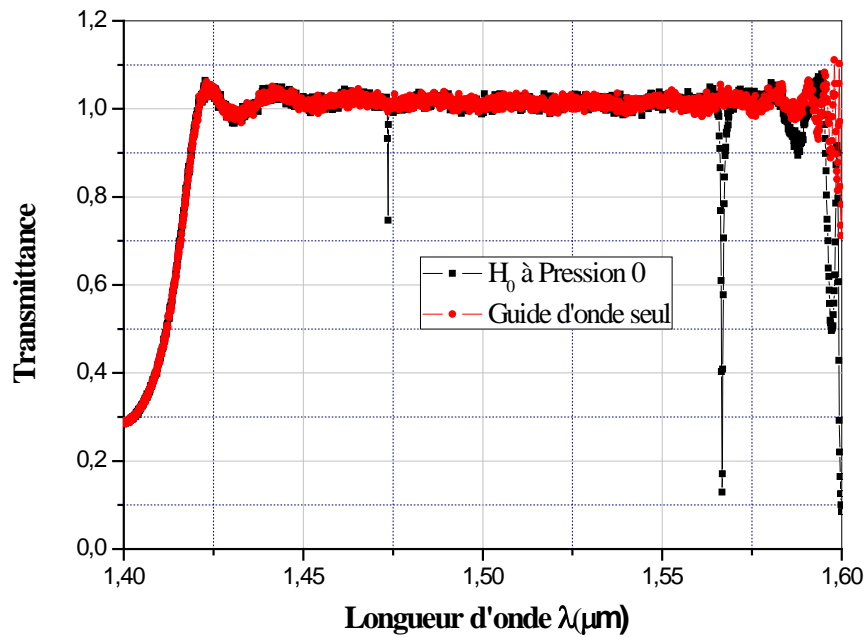


Figure 3.4 : Réponses de la structure proposée.

- a- La courbe en rouge représente la transmission du au guide d'onde seulement.
- b- La courbe en noire représente la transmission du au guide d'onde et couplé à une microcavité  $H_0$

### 3.2.4. Réponse de la structure en fonction de la pression :

La figure 3.5 donne la réponse de la structure en germanium en fonction de la pression hydrostatique appliquée. De cette figure a on constate que le capteur répond à l'application des différentes pressions hydrostatiques par un déplacement vers la gauche des impulsions correspondantes aux réponses de la microcavité, cela veut dire certainement que le mécanisme de détection est existant dans notre design. La figure 3.6 illustre les longueurs d'ondes de résonances  $\lambda_i$  de la microcavité en fonction des pressions appliquées. De la figure 3.5.a on remarque que la réponse du capteur présente de très importantes transmittances pour les différentes pressions ente 0GPa et 10 GPa.

En ce qui concerne la forme des peaks, on constate aisément que les impulsions on des formes très fines ce qui correspond certainement à de bon facteurs de qualité cela d'un côté, et d'un autre coté la distance entre les peaks est de plus en plus étroites quand la pression augmente. Cette dernière remarque est aussi importante car elle signifie que le design proposé présentera une sensibilité non constante mais par contre qui diminue avec l'augmentation de la pression. Cela veut dire que la structuré en germanium proposée possède une réponse non linéaire.

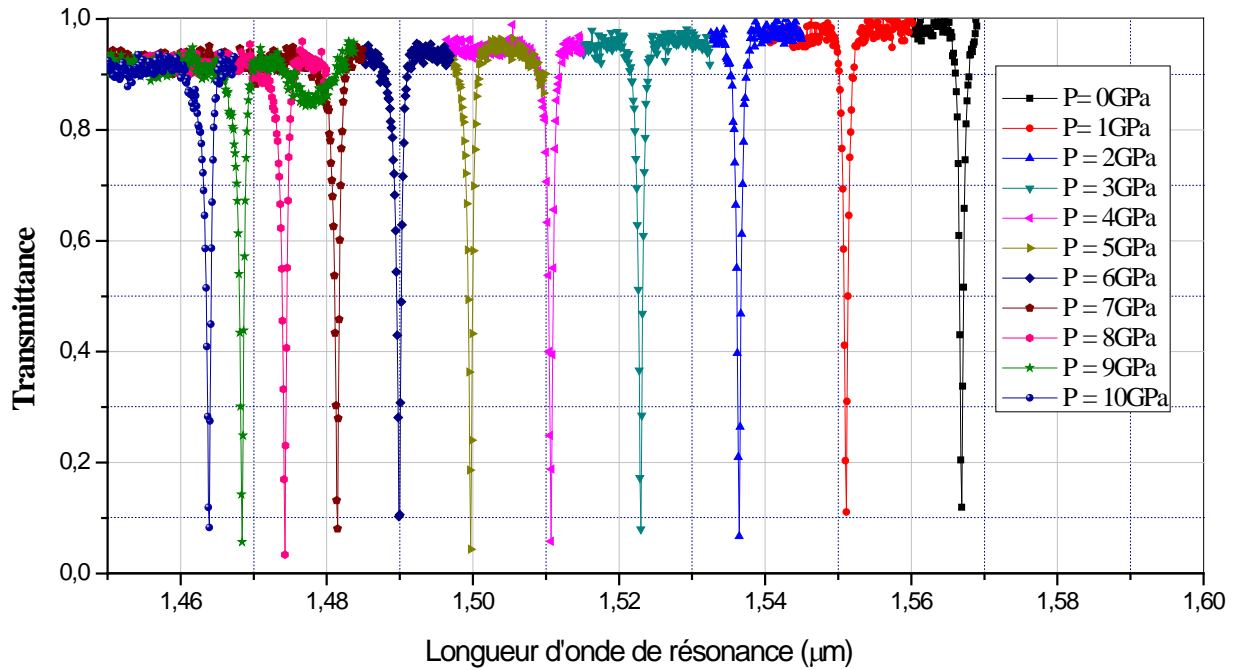


Figure 3.5: Réponse du capteur pour différentes pressions. La pression appliquée est comprise entre 0 et 10Gpa par pas de 1GPa

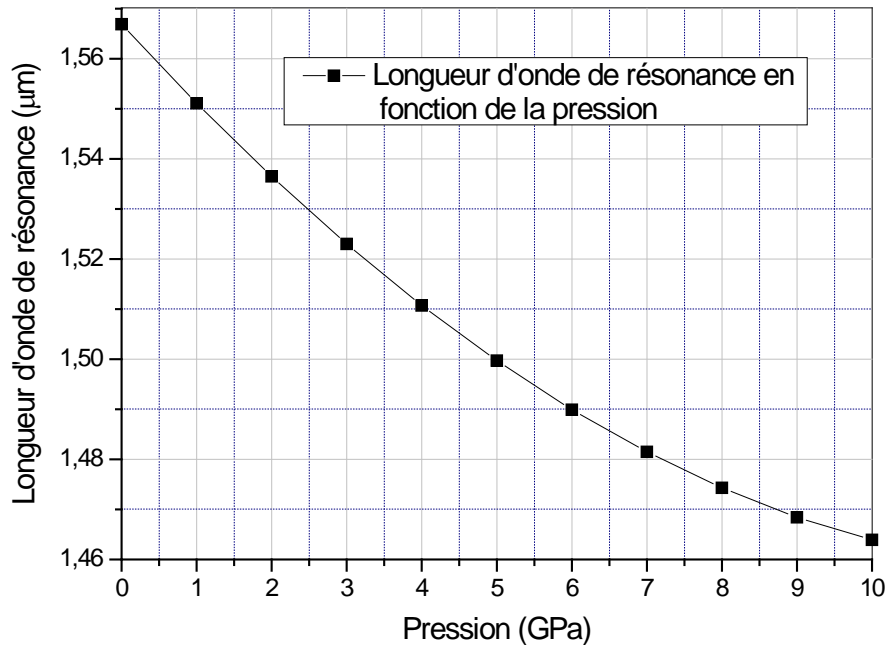


Figure 3.6: Tracé de la variation des longueurs d'ondes de résonances correspondantes des spectres de réponses en fonction de la pression

### 3.2.5. Calcul de la sensibilité de la structure :

La sensibilité est le plus important indicateur de performance d'une structure. Elle est calculé comme étant le rapport entre le décalage de longueur d'onde de résonance et le

changement de pression en cause, sont unité est exprimé en nm / GPa. En conséquence, plus le décalage est important, plus la sensibilité est élevée. La sensibilité est calculé à partir de la relation suivante.

$$S_P = \frac{\Delta\lambda}{\Delta P} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \times \frac{\Delta n}{\Delta P} \quad 3.1$$

Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 3.7. Cette figure montre clairement que la sensibilité du capteur a atteint un maximum de 15,8 nm / GPa autour de P = 1GPa. Cette courbes montre aussi que la sensibilité diminue et atteint la valeur la plus faible de 10,15 nm / GPa autour de P = 10GPa.

En comparant notre design avec celui proposé par S. Tao et al [6], ce dernier été en en Arséniure de Galium GaAs et travaillant dans une gamme étroite de 0 et 2 GPa. La sensibilité qu'ils ont obtenue été de 13,9 nm / GPa. De la figure 3.7, on constate aisément que nos résultats sont très bon par rapport à ceux obtenus par S. Tao et al, du fait que nous, nous avons obtenu une sensibilité plus importante par rapport à la leurs et pour la même gamme de pression (de 0 GPa et 2 GPa).

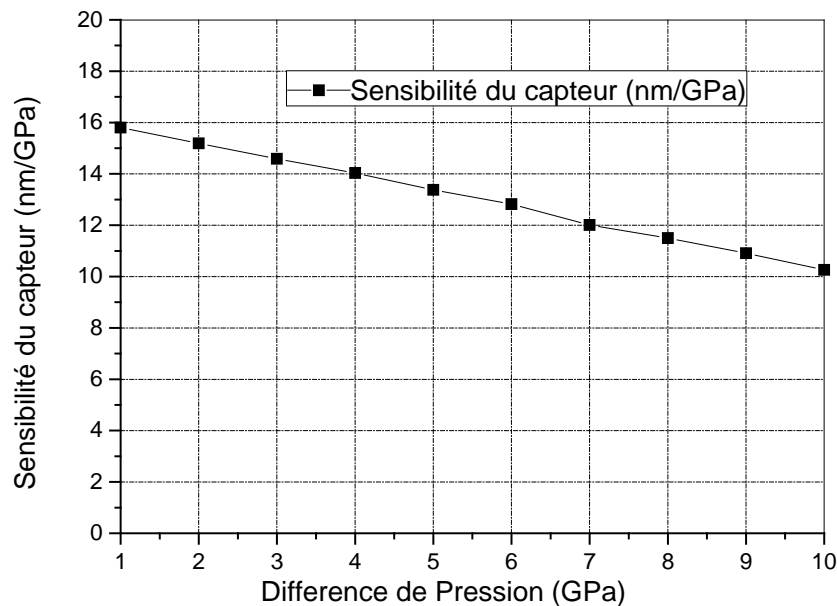


Figure 3.7 : Tracé de la sensibilité du capteur de pression proposé

### 3.3. Capteur de pression en Silicium :

#### 3.3.1. Introduction :

Dans la partie précédente de ce chapitre le capteur de pression qui a fait l'objet de cette étude été à base en silicium. Lors de l'étude de ce capteur nous avons pris en considération la valeur réelle de son indice de réfraction et l'étude été réalisée en deux dimensions. Sachant

qu'une étude plus complète et plus précise doit être faite en trois dimensions, mais cela présente les inconvénients majeurs: Les simulations vont exiger beaucoup de ressource informatique (grande capacité mémoire) et beaucoup plus de temps aussi.

Mais d'après la littérature [7-9], il existe une solution à ce problème c'est-à-dire faire une simulation en deux dimensions pour gagner du temps tout en ayant des résultats qui ont la précision des simulations tridimensionnelle. Cette solution est l'emploi de ce que les chercheurs du domaine appellent le « l'indice de réfraction effectif », ce point a été traité dans le chapitre 1 paragraphe .....

### **3.3.2. Design du capteur de pression en silicium :**

La structure que nous allons adopter ici dans cette partie est inspirée de celle du capteur de gaz proposé par Y. Zhang et al. [10] et qui est représenté en figure 3.8-a. En effet la structure (du capteur de pression dans notre cas) avec la quels nous allons travailler le long de cette partie du chapitre 3, représente une version améliorée de celle proposée par Y. Zhang et al, cette structure est représenté en figure 3.8-b. Pour améliorer les performances de la structure originale de Y. Zhang et al, nous avons alors gardés les paramètres optimaux du capteurs calculés par ces auteurs et nous avons changés les emplacements des guides d'ondes. En plus de ça nous avons considérés dans toutes les simulations relatives à cette structure que nous détaillerons à la suite et au cours de ce travail, nous allons introduire la notion d'indice de réfraction effectif à la place de l'indice réel. Le réseau de cette structure est du type triangulaire de trous d'air creusés dans un substrat en silicium. La période du réseau est  $a$ , l'indice de réfraction du silicium considéré est de  $n_{Si} = 3,48$  [8] (indice de réfraction réel), le rayon  $r$  des trous est de  $0,33a$ , l'épaisseur du slab étant  $h = 210,4\text{nm}$ , déposé sur une couche d'oxyde de carbone  $\text{SiO}_2$  d'indice de réfraction 1.45 [11] et d'épaisseur  $h_{\text{SiO}_2} = 1,5\mu\text{m}$ . La source incidente est une impulsion de Gauss d'une longueur d'onde de  $1,55\mu\text{m}$  et d'une largeur de  $0,4a$  (valeur optimisée). En prenant en considération tous ces données précédentes le calcul de l'indice de réfraction effectif ( $n_{\text{eff}}$ ) du silicium nous mène à la valeur 2.8. Sans défauts, la structure initiale présente un large intervalle de bande interdite situé entre  $1,4105\mu\text{m}$  and  $1,8943\mu\text{m}$  pour la polarisation TM et dans les directions  $\Gamma\text{-K-M-}\Gamma$  de la zone de Brillouin (voir figure 3.9). Ce résultat est obtenu en utilisant la méthode  $\text{PWE}$  en deux dimensions intégré dans le module Band Solve du logiciel RSoft. La figure 3.9 illustre le diagramme de dispersion de la fréquence normalisée par rapport au vecteur d'onde (de la matrice de trous originale), pour les modes TM du cristal photonique bidimensionnels.

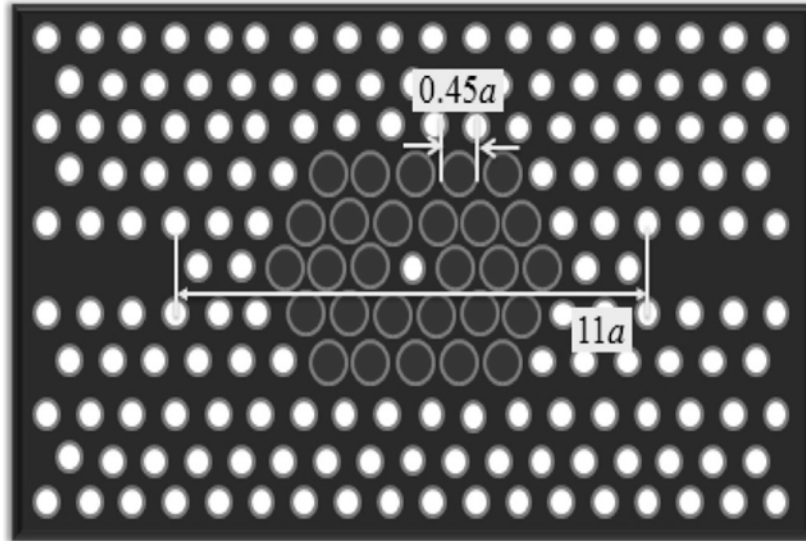


Figure 3.8- a: Structure initiale du capteur de gaz développé par Y. Zhang et al. [10].

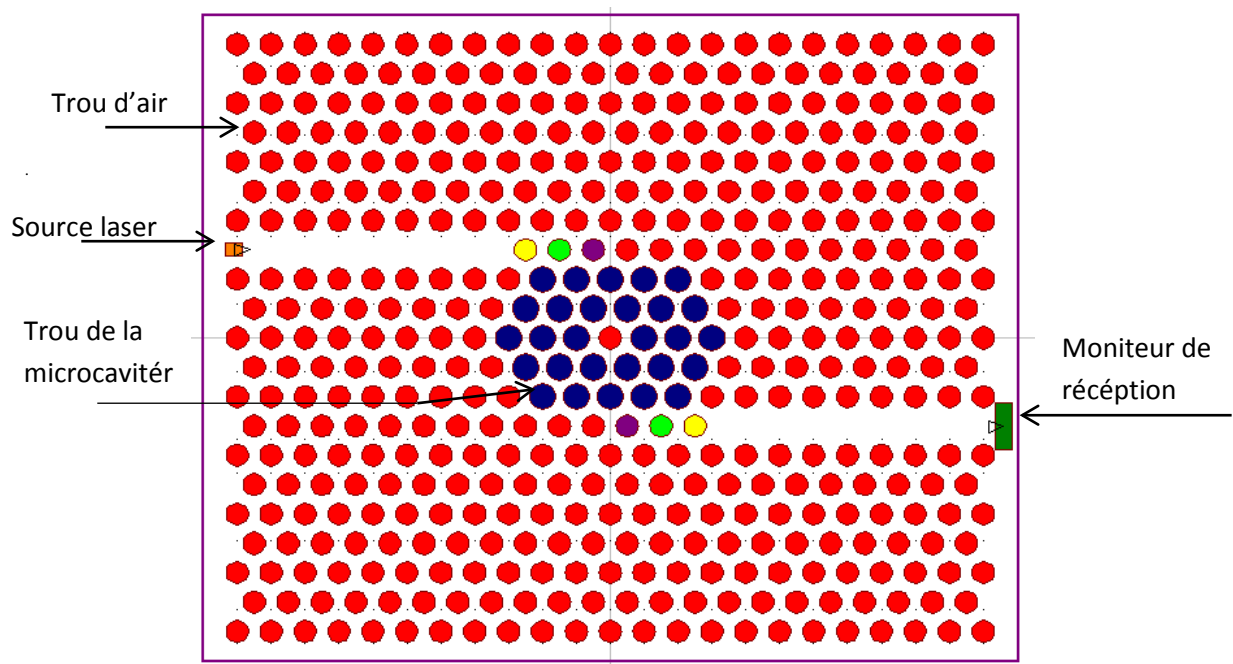


Figure 3.8-b: Structure initiale du capteur de pression en silicium que nous avons proposé. Le réseau choisi est de forme triangulaire de période  $a$  et un rayon de trou de  $0.33a$ .

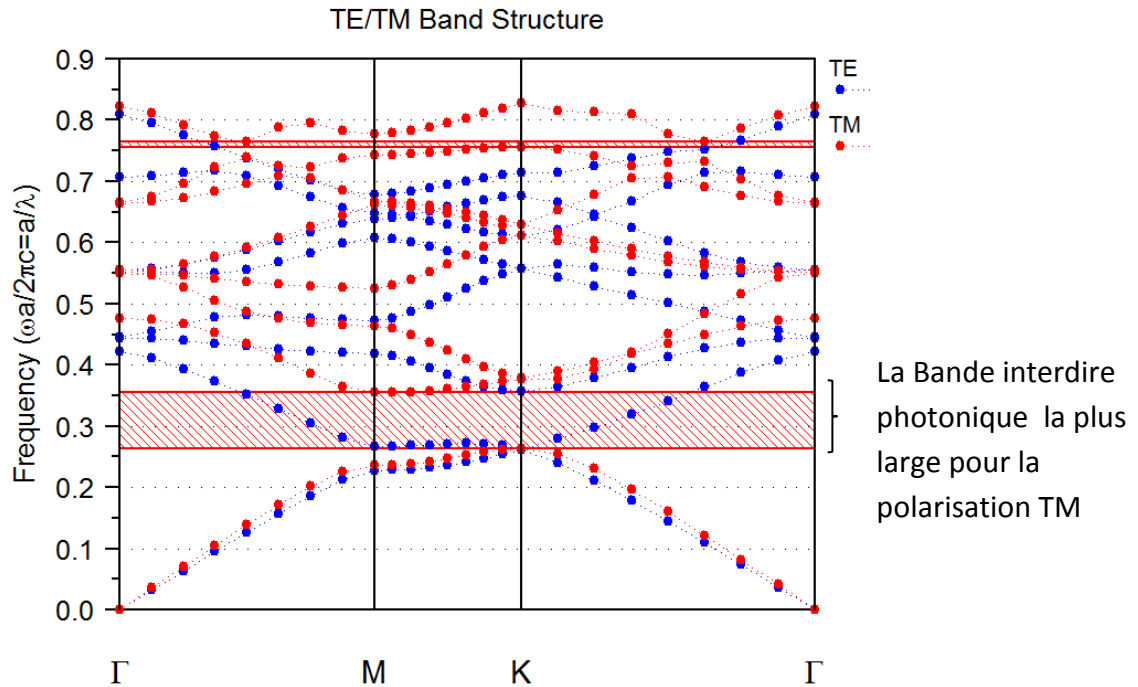


Figure 3.9 : Diagramme de dispersion de la structure en silicium avec des trous d'air sans défauts. Cette figure montre l'existence d'une large bande interdite pour la polarisation TM situé entre les fréquence normalisées et c'est cette bande que nous allons utiliser.

Le capteur de pression que nous allons concevoir dans ce qui suit, exploite le principe de la variation de l'indice de réfraction effectif du silicium lorsqu'une pression hydrostatique  $P$  est appliquée à sa surface sensible (voire paragraphe 2.4.5.1, partie b). En conséquence de ce changement d'indice, la longueur d'onde de résonance de la microcavité se trouve décalé d'une distance  $\Delta\lambda_i$  qui dépend des pressions appliquer  $P_i$  hydrostatique appliquée. D'après [11,12], nous savons que l'indice de réfraction du silicium change avec la pression  $P$  dans une plage de 0 à 7GPa par pas de 0,3985, cela signifie que pour une pression appliquée de 0GPa, l'indice de réfraction du silicium est de augmente de 2,8 et de à 2,83985 et à 2.8797 pour une pression de 2GPa.

### 3.3.3. Optimisation de la structure du capteur:

A partir de la structure initiale de la figure 3.8, et en faisant varier le nombre de trous restant dans les deux guides d'ondes de cette structure, nous avons tenté de trouver parmi c'est quatre figure la quelle est optimale pour ce capteur. Dans ce cadre nous avons affecté alors à chaqu'une de ces quarte figures une structure bien définie.

La figure 3.10 donne les différentes configurations de structures du capteur possible que nous allons prendre en compte durant ce travail. Les calculs que nous avons effectué pour les

configurations a et d la figure 3.10 ont donné des résultats négatifs (ne fournissent aucun signal de sortie significatif au niveau du moniteur) ; ils seront donc exclus et ne seront plus prise en compte dans le reste du travail. Notre étude sera donc limiter aux deux configurations b et c, que nous appellerons structure 1 et 2 respectivement dans le reste de la thèse.

Après cette première étape de sélection, un processus d'optimisation sera ensuite effectué pour déterminer la meilleure configuration entre elles. En suite et pour optimiser le rayon des 28 trous (trous bleus), nous avons pris deux valeurs d'indice de réfraction effectif de 2,8 et 2,83895, qui correspondent à une pression de 0 GPa et 1 GPa, respectivement, après avoir varié le rayon  $R_c$  de 0,34 a à 0,48a avec un pas de 0,01a.

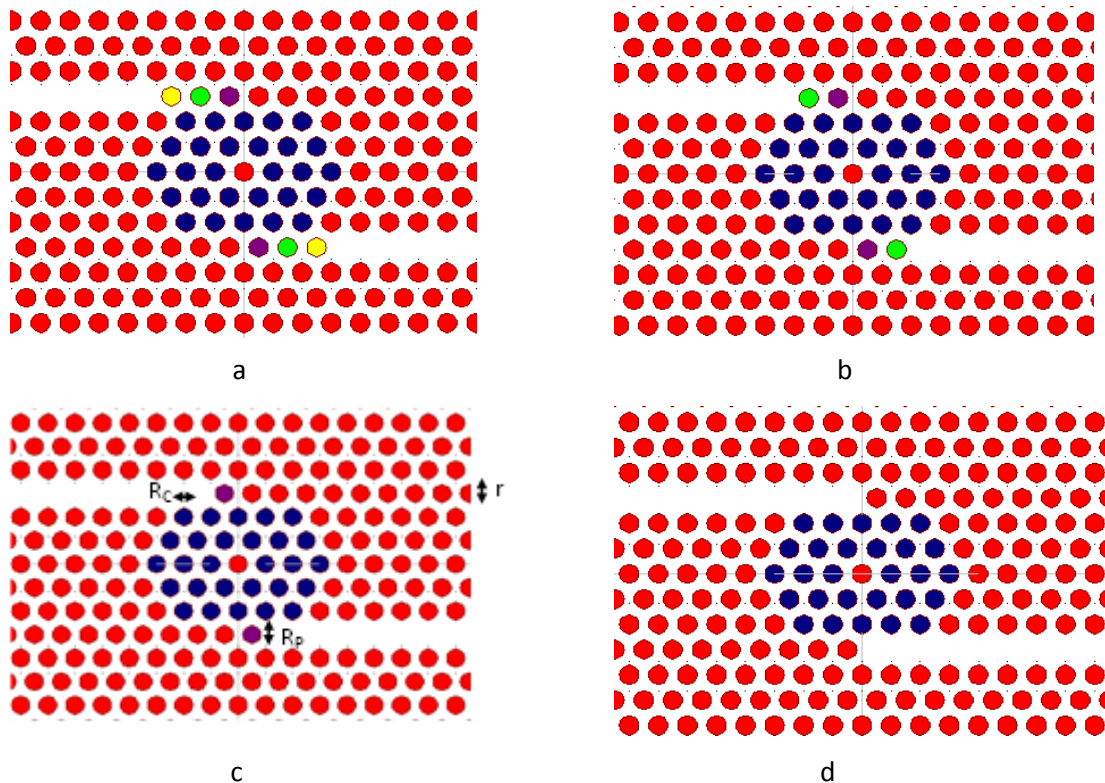


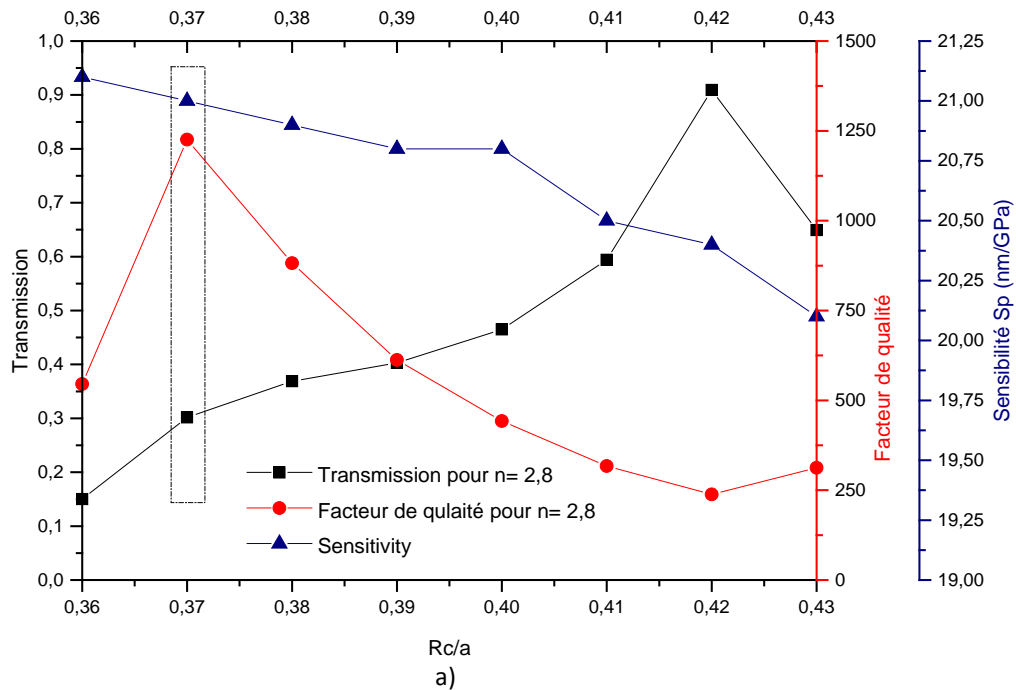
Figure 3.10 : Les différents designs pris en considération dans en premier lieu comme structure pour le capteur de pression. Et c'est une seule de ces quatre structures qui sera gardé après les différents procédés d'optimisations que nous ferons à la suite dans ce chapitre. Tous les designs ont structure triangulaire de période a de 500 nm et un rayon de trou de 0.33a.

### **A. Etude de la structure 1 :**

L'étude de cette structure consiste en sont optimisation pour la rendre exploitable pour les applications pratiques de mesure et cela en lui attribuant les meilleures performances possibles.

### A.1. Optimisation de la structure 1 :

Pour optimiser la structure 1 en fonction du rayon des trous  $R_c$  on a pris 0,36a comme une valeur initiale à ce rayon (valeur justifiée par le fait qu'en dessous de cette valeur le signal de sortie est de très faibles transmissions). Ensuite nous avons tracés les transmissions, les sensibilités et les facteurs de qualités pour les deux valeurs de  $n_{\text{eff}}$  donnée plus haut, cela dans le but de trouver une valeur optimale à  $R_c$ . La simulation est répétée pour toutes les valeurs de  $R_c$  comprises entre 0.36a et 0.42a (voir les figures 3.11.a et b).



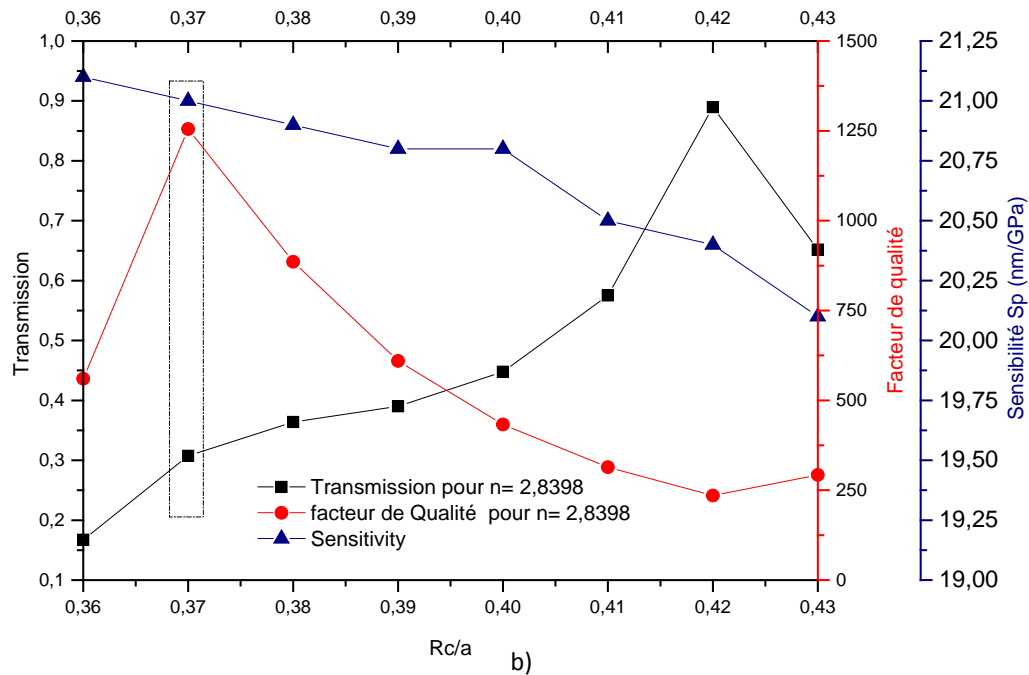


Figure 3.11 : Optimisation de la structure 1 représenté en figure 3.10.b en fonction de la transmission, le facteur de qualité et la sensibilité pour une variation de  $Rc$  considérés allant de  $0,36a$  à  $0,42a$  pour un indice de réfraction effectif  $n_{eff}$  de a) 2,8 et b) 2,83985.

A partir de ces courbes on peut dire la valeur  $0,37a$  peut être pris comme valeur optimale pour le rayon  $Rc$  et représente un bon compromis entre les trois paramètres étudiés; sensibilité, facteur de qualité de transmission. Cette valeur sera considérée par la suite pour obtenir la réponse finale en fonction de la pression de cette structure. Cette dernière est représentée en figure 3.12.

## A.2. Réponse de la structure 1

La réponse de ce première design proposé est illustré dans la figure suivante (figure 3.12) en prenant le rayon  $Rc = 0,37a$ . De cette figure on peut voir que les peaks correspondants aux différentes pressions sont bien distinctes et séparés, cela donne déjà un aperçu sur la bonne sensibilité du design étudié. Mais le seul problème dans ce cas ce structure est la faible intensité des transmissions des réponses qui dépassent à peine 0.3 (entre 0.3 et 0.35). Pour tenter d'améliorer ces transmissions nous allons faire un léger changement de la structure du capteur comme on le verra plus tard.

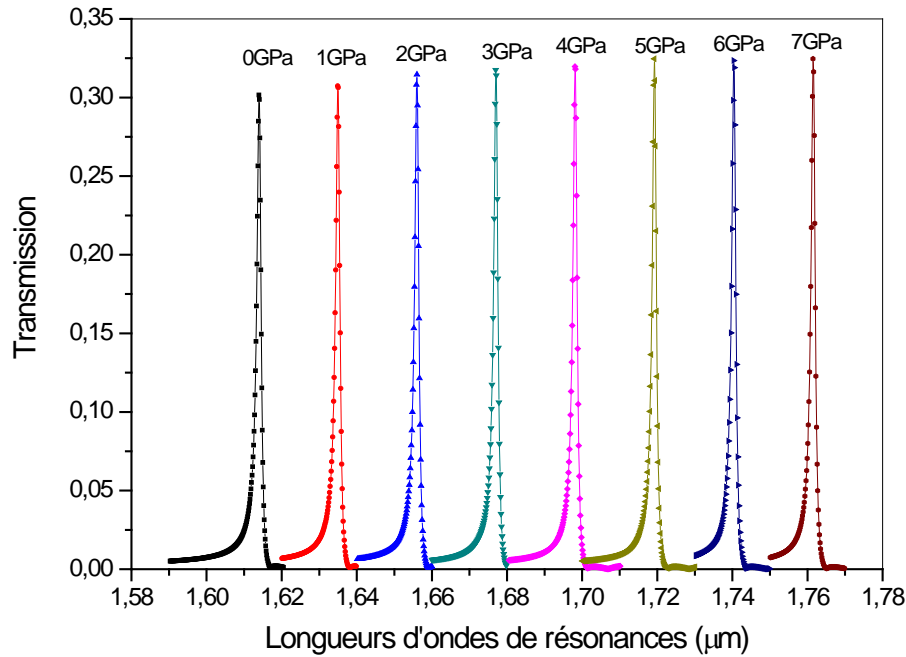


Figure 3.12 : Spectres de transmission de la réponse en fonction de la pression de la structure 1 pour  $R_c = 0.37a$ .

### A.3. Calcul des sensibilités de la structure 1:

Pour le calcul des sensibilités en indice de réfraction  $S_{RI}$  et en pression  $S_R$ , le formule de la partie précédente restent valables ici. Les sensibilités obtenues pour cette première structure sont données sur la figure 3.13. Cette figure montre que la sensibilité atteinte par la présente structure peut atteindre une sensibilité à l'indice de réfraction de 537,69 nm / URI près de 7GPa, ce qui donne une sensibilité à la pression de 21,4 nm / GPa. De ces résultats, nous pouvons conclure que cette structure fournit une très bonne sensibilité.

### A.4. Tracé du facteur de qualité :

Les facteurs de qualité des pics de la réponse finale de cette structure sont regroupés sur la figure 3.14. Cette figure montre que ce facteur a une valeur maximale de 1372,3 autour de la pression de 4 GPa. Ces valeurs sont des valeurs acceptables mais dans la suite nous allons étudier la structure 2 pour essayer de les améliorer.

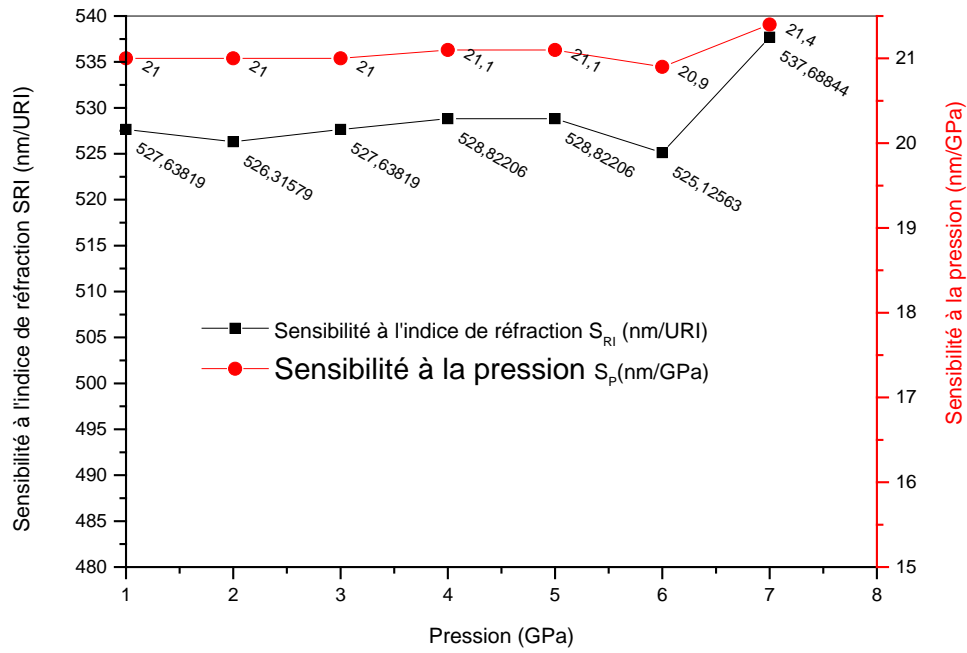


Figure 3.13 : Sensibilité  $S_{RI}$  (en noire) et  $S_P$  (en rouge) de la structure 1 pour  $R_c = 0.37a$ .

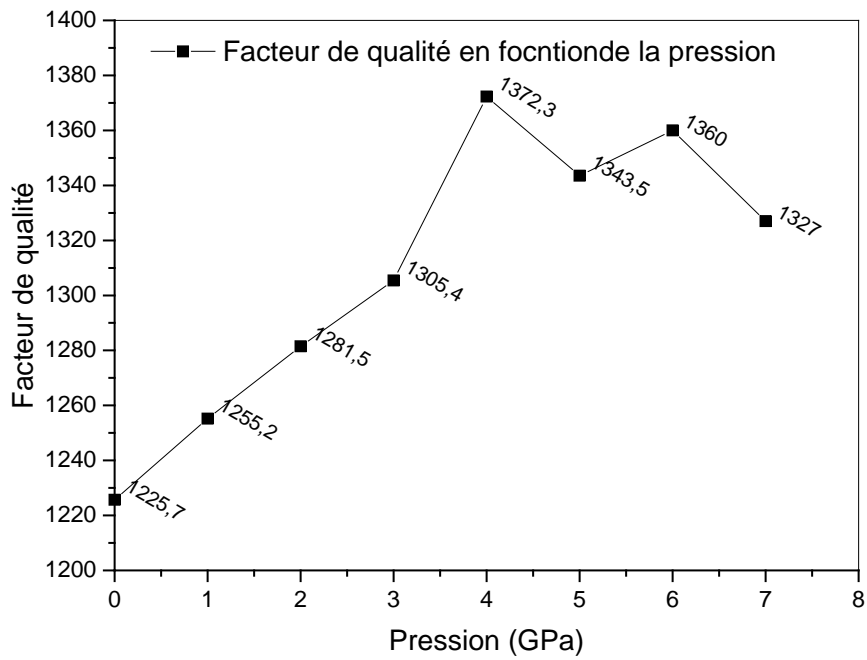


Figure 3.14 : Facteurs de qualités des spectres de sorties de la structure 1 correspondant à différentes valeurs de la pression entre 0 et 7 GPa par pas de 1GPa.

## B. Etude de la structure 2 :

Semblablement au cas de la structure 1, l'étude de cette structure a pour but de l'optimiser en lui attribuant les meilleures performances possibles.

### **B.1. Optimisation de la structure 2 :**

Pour l'étude de cette structure nous avons suivis les mêmes étapes que pour le cas précédent. Nous avons fait varier la valeur de  $R_c$  entre de  $0,34a$  à  $0,48a$  mais cette fois et contrairement à la première structure, on a obtenus de signal significatif au niveau du moniteur que pour  $R_c$  compris entre  $0,36a$  à  $0,39a$ . La réponse de la structure 2 en fonction de  $R_c$  est illustrée en figure 3.15.

Cette figure montre que la réponse du capteur pour  $R_c \geq 0,40a$  ne suit pas la même tendance que pour  $R_c \leq 0,39a$ . En effet, on peut lire sur la figure que pour  $R_c = 0,36a, 0,37a, 0,38a$ , les longueurs d'onde de résonances correspondantes respectivement sont :  $1.6105, 1.6027, 1.5942$ , on peut lire aussi que celle correspondante à  $R_c = 0,39a$  a une valeur de  $1.6075\mu\text{m}$ . Cette dernière valeur étant supérieur à sa précédente, cela veut dire que cette structure change de comportement à partir de  $R_c \geq 0,39a$ . D'un autre coté on observe également l'existence de peak dominant à deux sommets dans le signal de sortie ce qui est en réalité peut utile pour les différentes applications.

Pour résoudre ce problème on a eu l'idée de faire changer le rayon du trou restant à chaque bout des deux guides d'onde qu'on appellera dorénavant  $R_p$  (figure 3.10-c) ; un autre processus d'optimisation est alors nécessaire. Ce dernier consiste à trouver la meilleure valeur de  $R_p$  qui donne de meilleure réponse à la structure et pour cela nous avons considérés une variation de  $R_p$  de  $0,1r$  à  $0,9r$  avec un pas de  $0,1r$  ( $r$  est le rayon des trous de la matrice du slab sans défauts) tout en fixant  $R_c$  à  $0,40a$ . La figure 3.16 donne les résultats que nous avons obtenus.

En observant l'ensemble des courbes représenté en figure 3.16, on peut aisément constater que pour  $R_p = 0,6r$  (courbe en bleu) donne un peak dominant de bonne transmission et réduit le bruit présenter les courbes de gauches. On affecte alors à  $R_p$  la valeur de  $0,6r$  et la structure correspondante sera appelée structure 3.

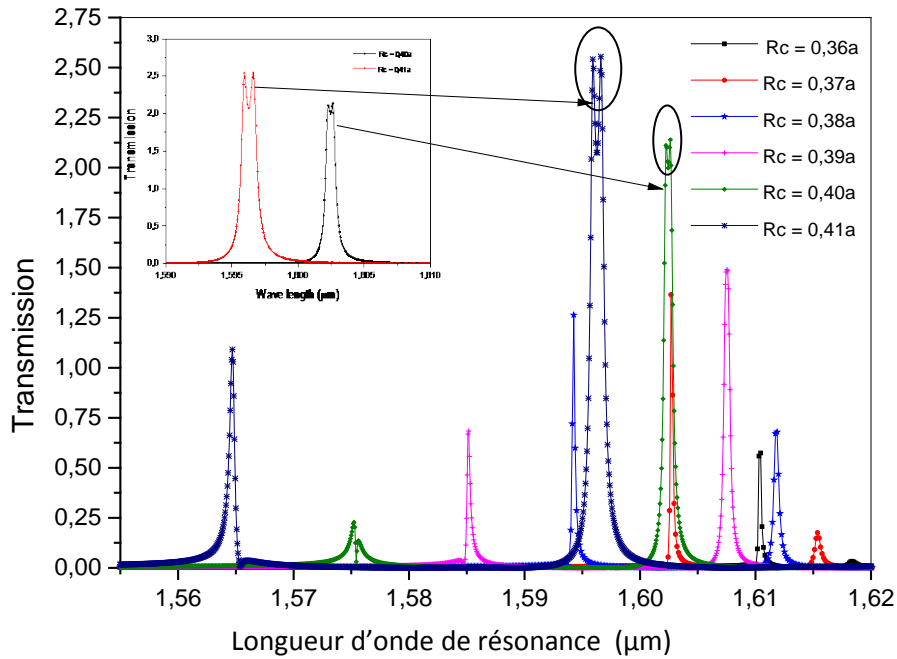


Figure 3.15 : Réponse de la structure 2 en fonction de  $R_c$ . On remarque de cette figure que la partie exploitable de  $R_c$  est située entre 0.36a et 0.39a seulement. Pour  $R_c$  supérieure à 0.39a les peak de transmission sont déformés et les longueurs d'onde de résonances changent de sens d'évolutions.

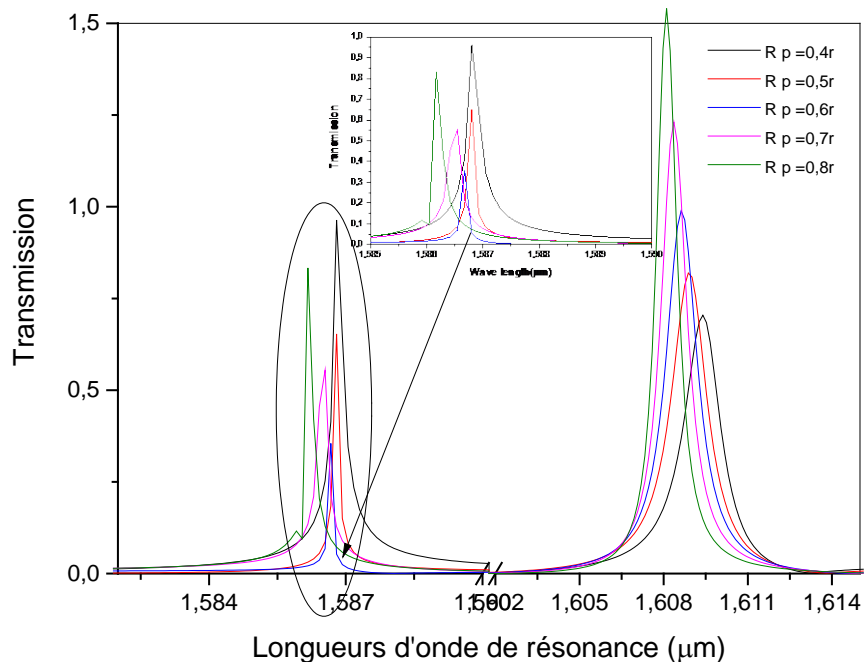


Figure 3.16 : Optimisation du rayon  $R_p$ . La variation de  $R_p$  prise en considération est entre 0.4r et 0.8r par pas de 0.1r.

La figure 3.17 montre que pour  $R_p = 0,6r$ , les nouvelles positions des longueurs d'ondes de résonances sont maintenant correctes et leurs décalage se fait dans le bon sens. En effet, les

nouvelles longueurs d'onde de résonances correspondante à  $R_c = 0,37a$ ,  $0,38a$ ,  $0,39a$  et  $0,40a$  sont devenue  $1.6162\mu\text{m}$ ,  $1.6128 \mu\text{m}$ ,  $1.6086 \mu\text{m}$ ,  $1.6037 \mu\text{m}$  respectivement. Considérant maintenant cette valeur de  $R_p$  pour définir une valeur optimale finale pour le rayon de cavité  $R_c$ , pour cela nous avons procédé de la même façon que pour la première structure et les résultats sont présentées en figures 3.18-a et b. Le processus d'optimisation utilisé ici est le même que celui utilisé pour la structure 1. La valeur optimale de  $R_c$  doit assurer un bon compromis entre la transmission, la sensibilité et aussi le facteur de qualité pour cette structure. Sur la figure 3.18-a, b, le choix  $R = 0,39a$  en tant que valeur optimale semble être le meilleur.

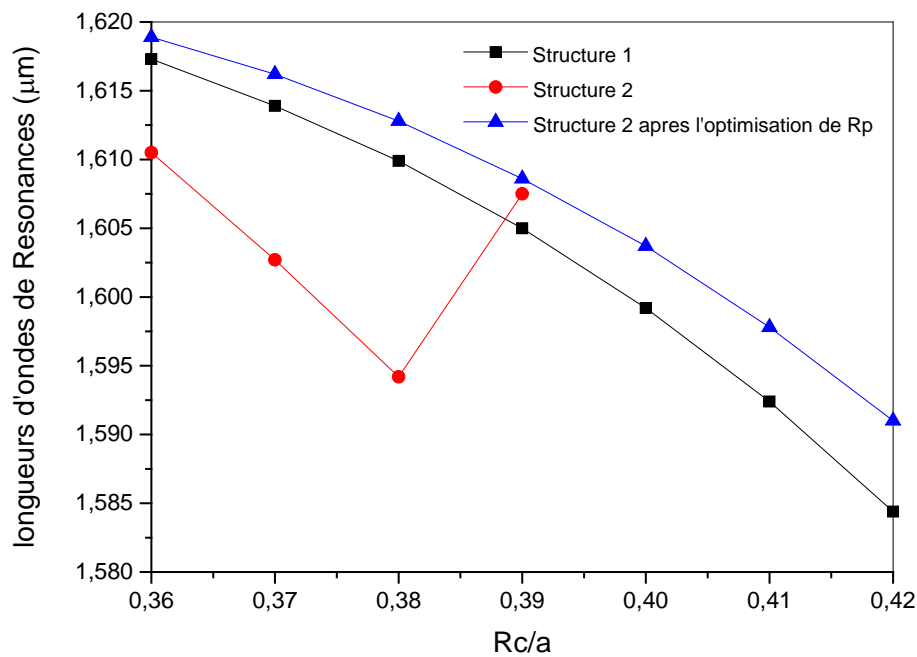
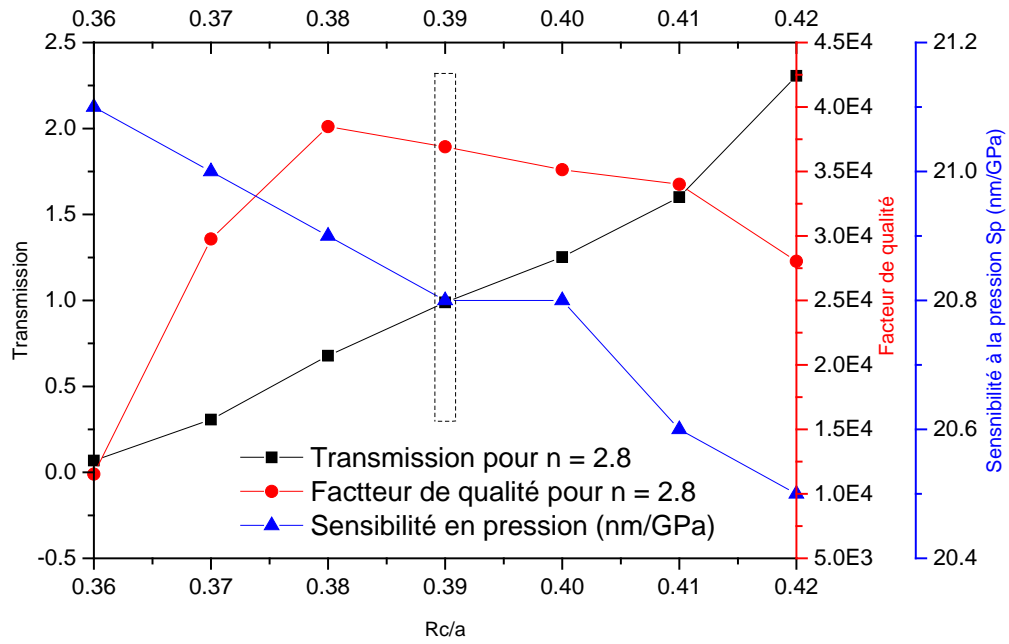
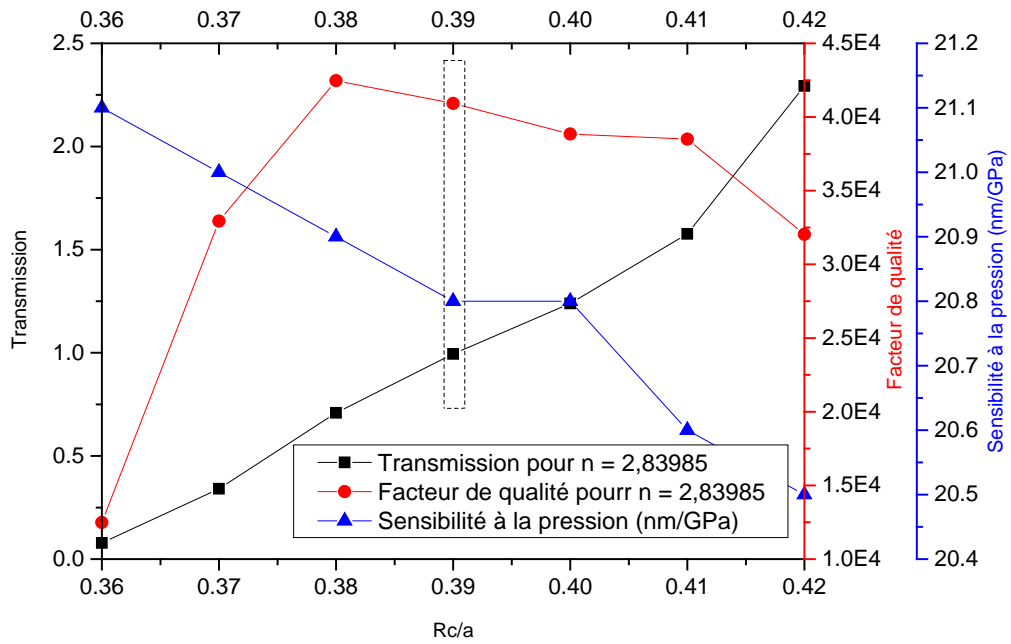


Figure 3.17 : Longueurs d'ondes de résonances en fonction de  $R_c$  pour les différents cas de structures considérés dans cette étude.



a



b

Figure 3.18 : Optimisation de la structure 3 représenté en figure 3.10.c en fonction de la transmission, le facteur de qualité et la sensibilité pour une variation de Rc considérés allant de 0.36a à 0.42a et pour Rp = 0.6r, pour un indice de réfraction effectif  $n_{\text{eff}}$  de :

a- 2,8.

b- 2,83985.

### B.2. Définition de la structure optimale :

D'après l'ensemble des résultats obtenus ci-dessus, la structure optimale finale du capteur de pression est donnée sur la figure 3.19. Cette structure est caractérisée par une constante de réseau  $a$ , un rayon de trou  $r = 0,33a$ , un rayon de cavité  $R_c = 0,39a$ , et finalement le rayon  $R_p = 0,6r$ .

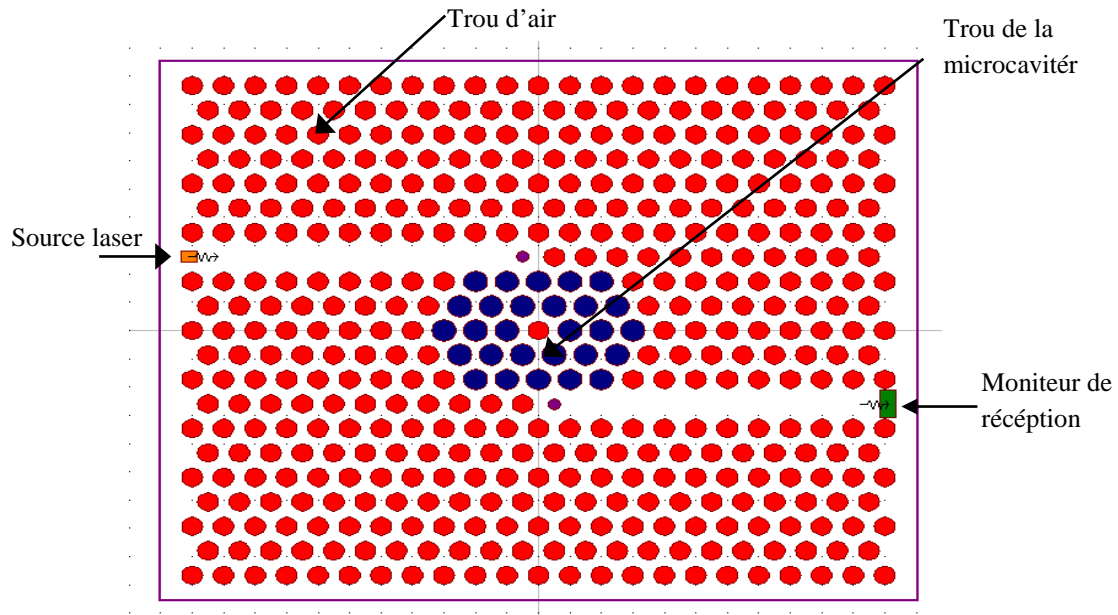


Figure 3.19 : la forme de la structure optimale du capteur de pression en silicium ayant une période  $a$ , un rayon  $r$  de  $0.33a$ ,  $R_c$  de  $0.39a$  et  $R_p$  de  $0.6r$ .

### B.3. Tracé de la réponse finale du capteur (Réponse de la structure optimale) :

Après avoir défini la structure finale (optimale) du capteur de pression, nous allons maintenant étudier son comportement réel quand il est excité par une série de pression hydrostatique allant de  $0\text{GPa}$  à  $7\text{GPa}$  par pas de  $1\text{GPa}$  sur sa surface sensible. Le comportement sera représenté par le tracé de sa réponse en fonction de la pression  $P$  ( $P$  en  $\text{GPa}$ ) et cette dernière est représentée sur la figure 3.20.

De ces courbes on peut conclure que la structure optimale donne une très bonne réponse en intensité (transmission) puisque cette dernière est très proche de  $100\%$ , et cela est bien montré également sur la figure 3.21 qui donne un zoom de la réponse du capteur sur l'intervalle de  $P = 0\text{GPa}$  et  $1\text{GPa}$ . La figure 3.21, montre clairement que la différence entre la longueur d'onde de résonance  $\Delta\lambda$  correspondant à ces deux pressions pour les deux structures 1 et 3 est la même avec une précision aux alentours de  $0,0001\mu\text{m}$ . De plus, nous pouvons constater que le spectre de transmission du capteur s'est considérablement amélioré par un facteur de  $3,23$  par rapport à la première structure proposée dans ce travail.

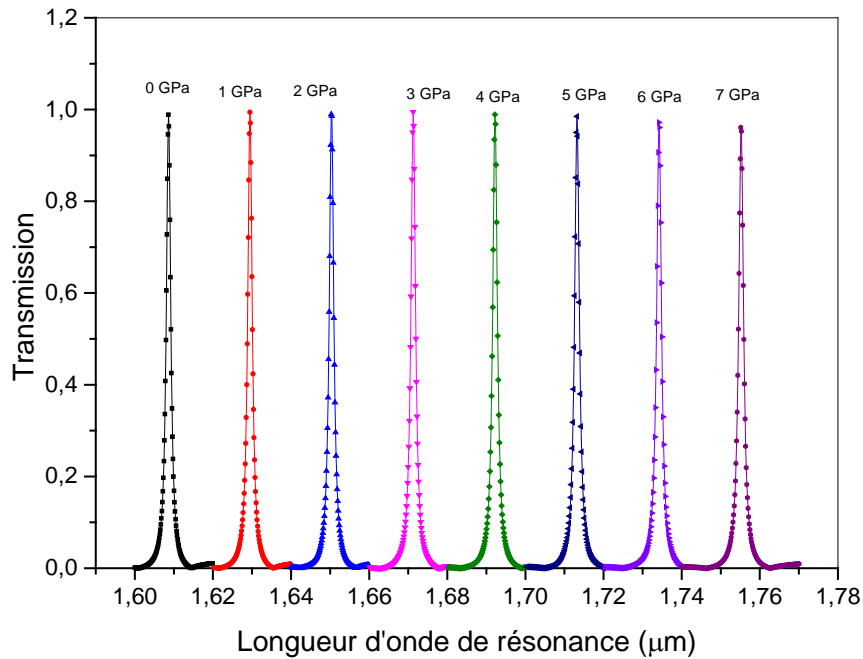


Figure 3.20 : Les spectres de transmissions des réponses du capteur pour différentes pressions entre 0 et 7GPa par pas de 1GPa et pour  $R_c = 0.39a$ .

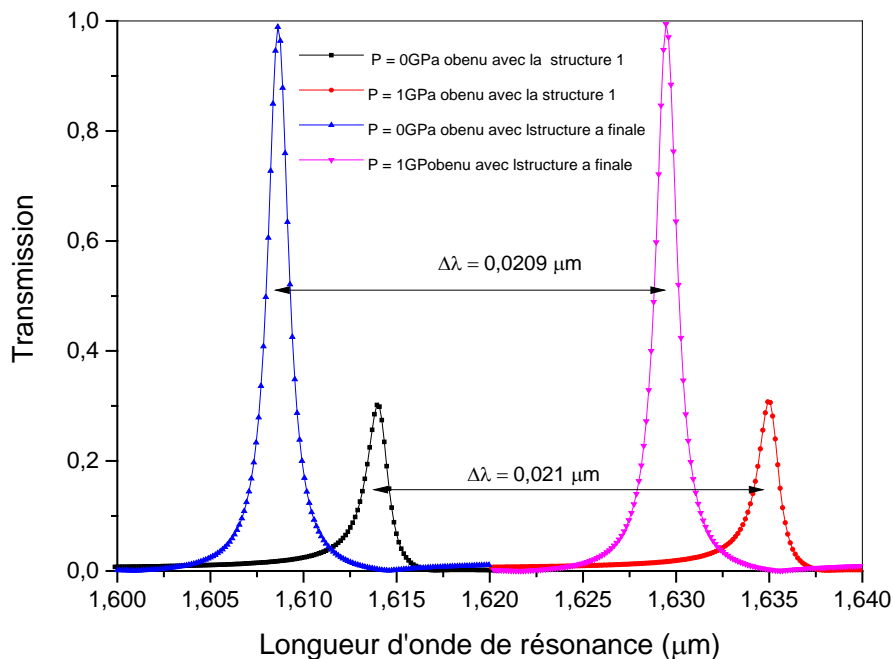


Figure 3.21 : Comparaison des spectres de transmissions pour la structure 1 et celle optimale pour les pressions 0GPa et 1GPa respectivement.

#### B.4. Sensibilités du capteur :

La figure 3.22 illustre la sensibilité (pour le changement d'indice de réfraction ( $S_{RI}$ ) et pour la pression ( $S_p$ )) et respectivement, obtenus par la structure finale du capteur. Les

sensibilités maximales  $S_p$  proches de 21 nm / GPa et  $S_{RI}$  près de 527,6nm / RIU sont atteintes pour toutes les plages de pression considérées.

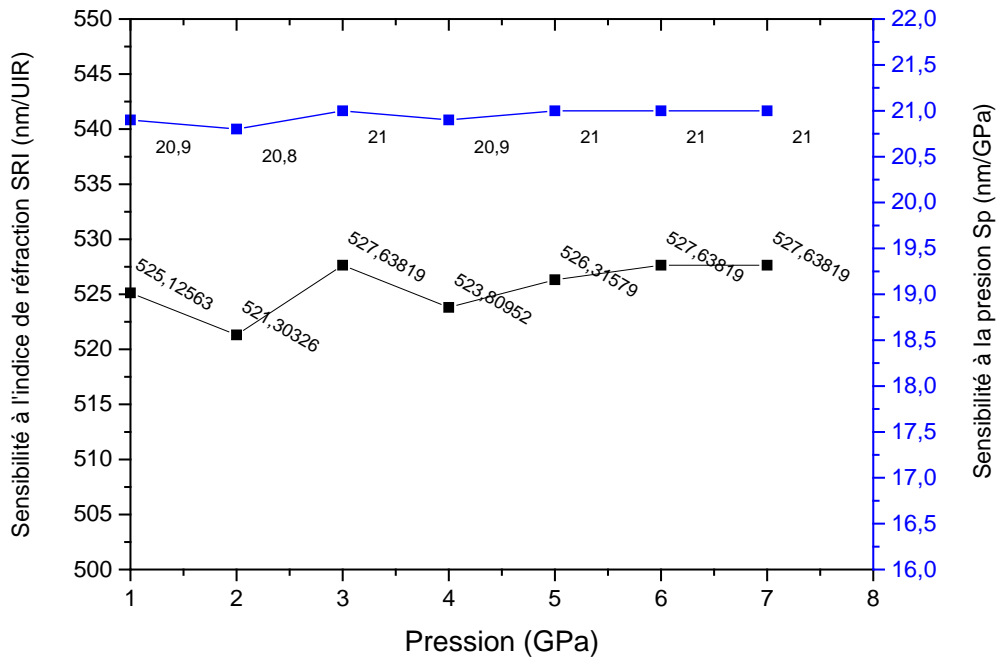


Figure 3.22 : Sensibilité  $S_{RI}$  et  $S_p$  de la structure finale du capteur de pression en silicium.

### B.5. Facteurs de qualités :

La figure 3.23, illustre le facteur de qualité du capteur. De cette figure nous pouvons clairement voir que notre conception finale a atteint un facteur de qualité très important par rapport à la conception initiale proposée (par rapport à la structure 1). On obtenu ici et grâce à la structure optimisée un facteur de qualité  $Q$  compris entre 45599 et 66948 ( $1225,7 \leq Q \leq 1372,3$  pour la première structure) qui présente un très bon résultat comparé à la littérature du domaine. Le tableau 1 fourni une comparaison entre nos résultats et ceux de la littérature.

### B.6. Linéarité du capteur optimal:

La figure 3.24, montre l'évolution de la longueur d'onde de résonance en fonction de la pression hydrostatique pour les deux structures (structure 1 et celle optimale). Il est clair de cette figure que le design que nous avons proposé présente un comportement linéaire en fonction de la pression hydrostatique appliquée à sa surface sensible. Cette linéarité est une

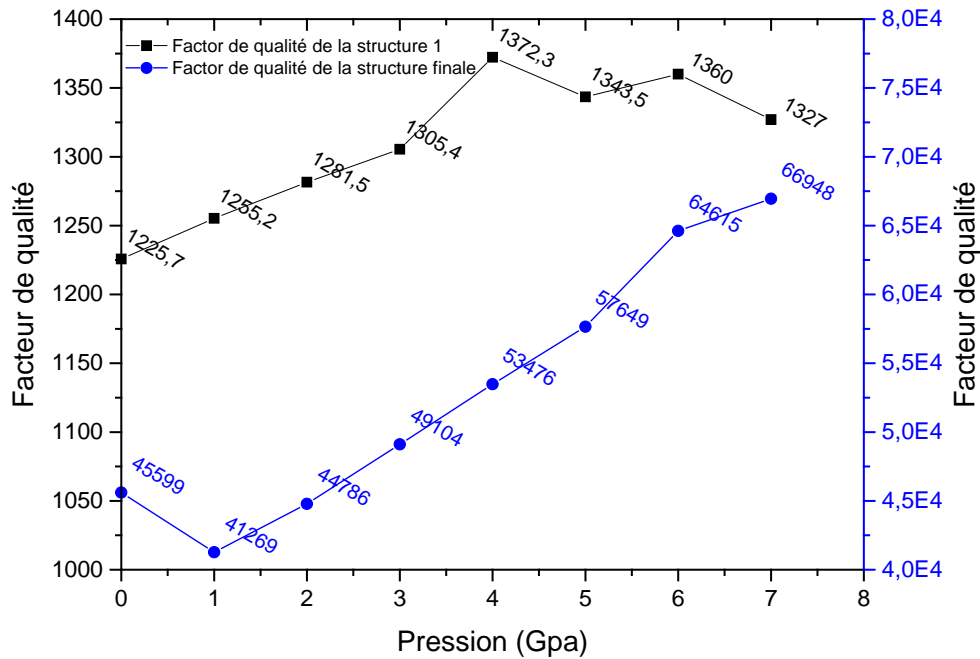


Figure 3.23: Comparaison des facteurs de qualités des spectres des réponses des deux structures : La structure 1 et la structure finale en fonction de la pression.

caractéristique très importante pour la prédiction de la longueur d'onde de sortie du capteur pour toutes les pressions comprises entre 0 et 7 GPa. Pour la dernière structure, l'expression linéaire entre la longueur d'onde et la pression  $p$  peut être approchée avec une précision de 5%, par la relation suivante :

$$\lambda = 0.02084 P + 1.60366 (\mu\text{m})$$

### 3.3.4. Discussion des Résultats obtenus :

#### a- Concernant le capteur de pression en germanium :

L'indice de réfraction du germanium relativement élevé par rapport à d'autres matériaux souvent utilisés dans le domaine des capteurs de pressions à cristaux photoniques, couplé à sa grande compatibilité avec les techniques d'élaborations des dispositifs CMOS, peut offrir l'opportunité de concevoir des capteurs dotés d'excellentes caractéristiques métrologiques. Dans notre cas, La grande contraste d'indice entre le slab en germanium et l'air ( $\Delta n \# 3$ ) nous a permis d'avoir une large bande interdite photonique située entre les limites 1271,2 nm et 2286,6 nm dans laquelle aucune propagation de lumière (en absence de défauts introduit dans le cristal photonique original) n'est permise. D'un autre côté et en exploitant le fait que

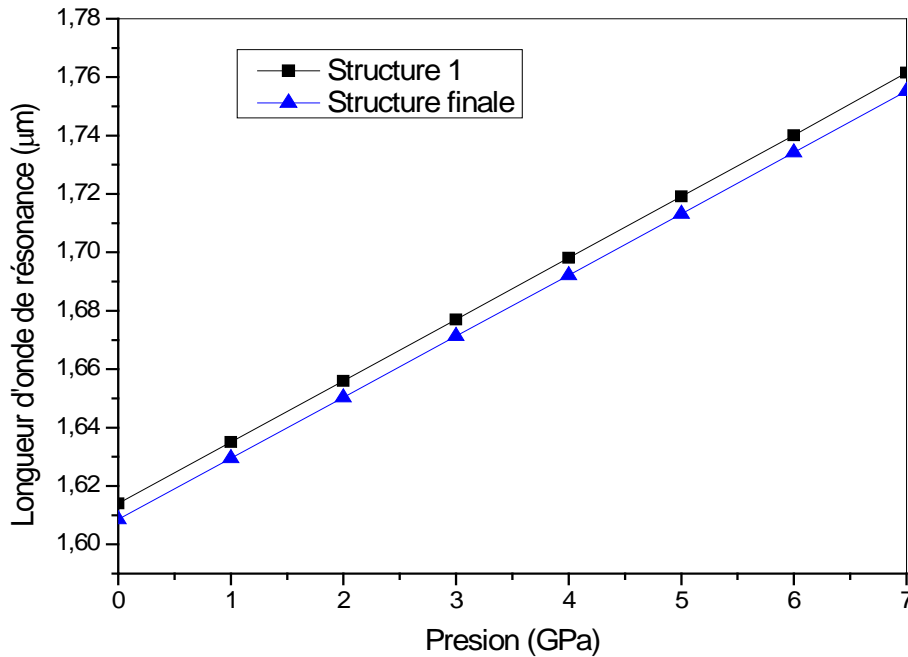


Figure 3.24 : Comparaison de la linéarité des réponses (longueurs d'ondes de résonances) des deux structures : La structure 1 et la structure optimale en fonction de la pression.

l'indice de réfraction du germanium change avec la pression hydrostatique qui lui est appliquée (en raison de l'effet photoélastique de sa structure), nous avons tenté de réaliser un bon capteur de pression avec ce matériaux prodigieux. Nous avons alors proposé une structure constituée d'un guide d'onde (PhCWG) couplé à une microcavité ponctuelle  $H_0$ . A partir des résultats de la simulation que nous avons obtenus, nous avons constaté que la longueur d'onde de résonance se déplaçait d'une façon presque linéaire en fonction de la pression appliquée dans l'intervalle de travail du capteur conçu situé entre de 0GPa et 10GPa. Aussi dans cet intervalle, la sensibilité du capteur en germanium pour le changement d'indice été située entre 355,5 nm/URI et 362.5 nm/URI [13], et pour la pression, cette dernière a atteint un maximum de 15,8 nm / GPa entre 0GPa et 1GPa et 10 nm / GPa entre 9GPa et 10GPa [14]. Ce résultats représente un bon pas en avant pour ce type de capteur du fait que la sensibilité que nous avons obtenus est importante comparée par rapport à la littérature (voir tableau 1). Ainsi dit, les résultats de nos simulations fournissent un bond important dans la réalisation d'une intégration monolithique du capteur de pression.

#### **b- Concernant le capteur de pression en silicium :**

Pour le silicium, le cas est un peu différent du fait que son indice de réfraction, est relativement faible par rapport au germanium ( $n_{Si} = 3,48$ , indice réel), mais comème il a l'avantage d'être le semiconducteur le plus utilisé en technologie. La structure à base de

silicium comme slab et contenant une microcavité couplé à deux demi guide d'onde à cristaux photonique que nous avons développé dans la deuxième partie de ce travail, a été le sujet de plusieurs étapes d'étude en vue d'obtenir sa meilleur configuration possible.

Dans la première étape nous avons gardés deux trous d'air aux bous de chaque guide d'onde, puis dans une second étape nous avons conservés seul un trous d'air et dans l'étape finale nous avons optimisés le rayon de ce trous afin d'avoir la meilleur réponse possible pour le capteur. Il est a souligné que dans les différentes étapes de cette étude on a choisi d'introduire la notion d'indice de réfraction effectif du slab, cela veut dire que nous avons pris en compte tous les paramètres de son environnement : les indices de l'air et du substrat sur le quel est déposé le slab en silicium, SiO<sub>2</sub> dans notre cas, la longueur d'onde d'excitation (dans ce cas 1,55µm) ainsi que son type d'excitation (TM dans notre cas aussi). En prenant en considération tous ces données, le calcul de l'indice de réfraction effectif ( $n_{\text{eff}}$ ) de la structure nous mène à la valeur 2.8. Sans défauts, la structure initiale présente un large intervalle de bande interdite situé entre 1.4105 µm and 1.8943 µm pour la polarisation TM.

Au bous des trois étapes de cette étude nous avons, pus avoir une sensibilité en indice de réfraction  $S_{\text{RI}}$  située entre 521,30 et 527,64 (en nm/URI) et en pression situées entre 20.8 et 21 (en nm/GPa) [25] dans la gamme de pression considéré pour le fonctionnement du capteur (gamme située entre 0 et 7GPa), ces valeurs étant supérieures à celles trouvée par Y. Zhang et al et T. Zouache et al pour la sensibilité  $S_{\text{RI}}$  [10,23,24] et S. Tao et al et T. Zouache et al [6,23,24] pour  $S_{\text{P}}$  respectivement. En ce qui concerne le facteur de qualité, la structure finale du capteur que nous avons développé, nous a permis d'atteindre des facteurs de qualités situé entre 41269 (pour 1GPa de pression) et 66948 (pour 7GPa de pression).

Finalement la réponse du capteur conçu a présenté un caractère linéaire dans toute sa gamme de pression active considérée et aussi pour toutes les étapes de développement de sa structure finale. Le tableau suivant (tableau 3.1), résume ces résultats et donne une comparaison avec d'autre trouvés dans la littérature du domaine.

Auteurs	Q	S <sub>RI</sub> (nm/URI)	S <sub>P</sub> (nm/GPa)	Année
[15]	17.890	500		2013
[16]	10 <sup>7</sup>	160		2015
[17]	10 <sup>7</sup>	330		2014
[18]	25000	235		2014
[19]	7500	370		2013
[20]		513		2015
[21]		610		2015
[22]		606		2016
[6]			13.7	2016
[14] **		393,977	15.8	2017
[23,24] **	924.73	384	15.3	2018
[25] **	65291	527,688	21	2018

Tableau 3.1: Comparaison de nos résultats avec d'autre littérature de ce domaine de recherche

**Remarque :**

\*\* : Sur le tableau 3.1 désigne notre travail (T.Zouache et al).

**3.3.5. Conclusion**

Les designs que nous avons proposés fonctionnent très bien comme capteurs de pression que ce soit pour celui à base de germanium ou celui en silicium. En effet grâce à ces deux structures relativement simple à réaliser on a pu atteindre de très bonnes sensibilités (15.8 nm/GPa pour le capteur en germanium et 21 15.8 nm/GPa pour celui en silicium) et il en ait de même pour le facteur de qualité de qualité puisqu'on atteint un facteur de qualité maximal de 65291).

A partir de ces résultats on peut conclure que les travaux que nous avons réalisés offrent un grand saut pour la recherche scientifique de ce domaine. Cela aura certainement un grand impact sur la technologie des micros voir des nanos capteurs de pression à base de cristaux photoniques bidimensionnels.

**References du chapitre 3:**

- [1] T. Stomeo, M. Grande, A. Qualtieri, A. Passaseo, A. Salhi, M. De Vittorio, and D. Biallo, "Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology," *Microelectronic Engineering*, Vol. 84, pp. 1450-1453, 2007.
- [2] M. El Kurdi , S. David , X. Checoury , G. Fishman , P. Boucaud , O. Kermarrec , D. Bensahel , B. Ghyselen . Two-dimensional photonic crystals with pure germanium-on-insulator. *Optics Communications* 281 (2008) 846–850.
- [3] A.R. Goni, K. Syassen, M. Cardona, *Phys. Rev. B* 41, 10104 (1990).
- [4] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, 2nd ed., Princeton University Press, Princeton (NJ) 2008
- [5] M. Kobayashi, T. Nagahama, Y. Nisida, in: *Proc. 18th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors*, Stockholm 1986, Ed. O.Engstrom, World Scientific, Singapore 1986.
- [6] Shangbin Tao, Deyuan Chen, Guebin Wang, Jing Qiao, Yali Duan, A high sensitivity pressure sensor based on two-dimentional phtonic crista, *Photonic Sens.* 6 (2) (2016). 137–142.
- [7] S. Arafa, et al. Infiltrated photonic crystal cavity as a highly sensitive platform for glucose concentration detection. *Optics Communications* 384 (2017) 93–100
- [8] Safia Arafa, Mohamed Bouchemat, Touraya Bouchemat, Ahlem Benmerkhi, High sensitive optofluidic sensor array based on ring-shaped holes photonic crystal H0-cavity. *Optik* 131 (2017) 49–57.
- [9] M. Qiu, Effective index method for heterostructure-slab-waveguide-based two dimensional photonic crystal, *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002) 1163.
- [10] Y. Zhang, Y. Zhao, Q. Wang, Measurement of methane concentration with cryptophane E infiltrated photonic crystal microcavity, *Sens. Actuators, B. Chem.* 209 (2015) 431–437.
- [11] S. Olyae and A. A. Dehghani , High Resolution and Wide dynamic Range Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Cristal. *Photonic Sensor* (2012) Vol.2, No. 1, 92-96
- [12] K. Vijaya Shanthi and S. Robinson, Two-Dimensional Photonic Crystal Based Sensor for Pressure Sensing. *Photonic Sensor* Vol.4, No. 3, 2014, 248-253.
- [13] T. Zouache, A. Hocini, A. Harhouz , Design of Pressure Sensor Based on Two Dimentionel Photonic Crystal. 6th International Congress & Exhibition (APMAS2016), Maslak, Istanbul, Turkey, June 1–3, 2016.
- [14] T. Zouache, A. Hocini, A. Harhouz, R. Mokhtari, Design of pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal, *Acta Phys. Pol. A* 131 (2017) 68–70.

- [15] L.A. Shiramin, R. Kheradmand, A. Abbasi, High-sensitive double-hole defect refractive index sensor based on 2-D photonic crystal, *IEEE Sens. J.* 13 (5) (2013) 1483–1486.
- [16] L. Huang, H. Tian, J. Zhou, et al., Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring-slot structure, *Opt. Commun.* 335 (2015) 73–77.
- [17] L. Huang, H. Tian, D. Yang, et al., Optimization of figure of merit in label-free biochemical sensors by designing a ring defect coupled resonator, *Opt. Commun.* 332 (2014) 42–49.
- [18] C. Caër, S.F. Serna-Otálvaro, W. Zhang, et al., Liquid sensor based on high-Q slot photonic crystal cavity in silicon-on-insulator configuration, *Opt. Lett.* 39 (20) (2014) 5792–5794.
- [19] S.H. Mirsadeghi, E. Schelew, J.F. Young, Photonic crystal slot-microcavity circuit implemented in silicon-on-insulator: high Q operation in solvent without undercutting, *Appl. Phys. Lett.* 102 (13) (2013) 131115 (1–4).
- [20] A.K. Goyal, S. Pal, Design and simulation of high-sensitive gas sensor using a ring-shaped photonic crystal waveguide, *Phys. Scr.* 90 (2) (2015) 025503.
- [21] A. Kumar, T.S. Saini, R.K. Sinha, Design and analysis of photonic crystal biperiodic waveguide structure based optofluidic-gas sensor, *Optik* 126 (2015) 5172–5175.
- [22] D. Benelarbi, T. Bouchemat, M. Bouchemat, Design of high-sensitive refractive index sensor using a ring-shaped photonic crystal waveguide, *Nanoscience Nanotechnol.* 6 (1A) (2016) 105–109.
- [23] Tarek. ZOUACHE , Abdesselam HOCINI, Study of the Pressure Sensitivity in Two Dimensional Photonic Crystal Cavity. International conference on electronics And new technologies. (ICENT-2017) 14-15 November 2017, M’sila –ALGERIA.
- [24] Tarek Zouache, Abdesselam Hocini and Ahlam Harhouza, A High Sensitivity Pressure Sensor using Two Dimensional Photonic Crystal Cavity. *International Journal of Sensors, Wireless Communications and Control*, 2018, 8, 1-8.
- [25] Tarek Zouache , Abdesselam Hocini, Xiaoling Wang, Cavity-coupled photonic crystal waveguide as highly sensitive platform for pressure sensing. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics* 172 (2018) 97–106

# **Chapitre 4: Capteurs de micro-déplacement micrométrique à cristaux photoniques bidimensionnels en Silicium**

#### **4.1. Introduction :**

Une autre application très importante des cristaux photoniques entrant dans le cadre des capteurs mécaniques, qui est les capteurs de micro voir de nano déplacement. La mesure de micro-déplacement est d'une grande importance dans de nombreux domaines d'ingénierie, tels que l'aérospatiale, les dispositifs de contrôle de santé (scanner et imagerie médicales), les systèmes micro-électromécanique (MEMS), etc. Le capteur de micro-déplacement est l'un des éléments clés dans ces systèmes pour la mesure et le contrôle précis de déplacement d'ordre microscopique. Aussi, il est potentiellement important pour des applications telles que la microscopie à force atomique (AFM) ainsi que pour la détection biochimique comme nous allons déjà montré en chapitre 2 (paragraphe 2.4.5.2) [1-3].

Lors de l'étude des capteurs de pressions dans le chapitre précédent, nous avons utilisés les longueurs d'ondes de télécommunication standard (proche infrarouge) pour les sources laser d'excitations. La nouveauté dans ce chapitre nous allons utiliser les longueurs d'ondes d'excitation appartenant à la bande moyenne infrarouge (Mid-Infra-Red). Les raison de ce choix sont présentées dans le paragraphe suivant.

#### **4.2. La bande du moyen infra-rouge (Mid-Infra-Red band) :**

L'émergence de la photonie à base silicium au cours de la dernière décennie a présenté le silicium comme une solution privilégiée en tant que plate-forme pour l'intégration photonique. D'un autre coté et alors que la plupart des composants photoniques à base de silicium ont jusqu'à présent été réalisés dans bande de télécommunication proche infrarouge, la bande de l'infrarouge moyen (IR moyen: plage de longueurs longueur d'onde 2–20  $\mu\text{m}$ ) aussi, offre une grande et significative opportunité pour la croissance de la photonique intégrée. On trouve à présent différents dispositifs à base de silicium utilisant cette bande de longueurs d'ondes; des dispositifs photoniques clés tels que guides d'ondes, sources de lumières, des modulateurs et des détecteurs [4].

L'IR moyen est technologiquement, une bande de longueur d'onde très importante [5–7] car d'une part elle englobe plusieurs fenêtres atmosphériques (par exemple 3–5  $\mu\text{m}$  et 8–14  $\mu\text{m}$ ) nécessaire pour l'imagerie thermique et les application domestiques et d'autre part elle couvre les bandes d'absorption primaires de la plupart des molécules chimiques et biologiques ainsi que la région des empreintes digitales (7–20  $\mu\text{m}$ ); les deux ayant un intérêt primordial dans le domaine de la détection spectroscopique.

Cependant, contrairement à leur homologues visibles ou proches infrarouges, les systèmes optiques Mid-IR souffrent souvent de performance inférieure, car ils sont beaucoup plus susceptibles aux fluctuations thermiques et par conséquent nécessitant souvent une cryogénie pour leurs refroidissement. Les systèmes Mid-IR utilisent aussi généralement des méthodes non conventionnelles et des matériaux avec des protocoles de traitement moins matures, rendant aussi leurs coûts de production nettement supérieurs. Par exemple, les composants optiques Mid-IR sont en général réalisés en germanium, en silicium diamant, en chalcogénures ou cristaux d'halogénures au lieu de matériaux optiques standard tels que les verres d'oxyde et les polymères, qui deviennent tous deux opaques dans le milieu de l'IR.

Tirer parti des technologies de microfabrication des semi-conducteurs standards, peut considérablement diminuer les coûts de fabrication. Les dispositifs photoniques intégrés sont également capables de fournir un confinement optique à l'échelle des sous-longueurs d'onde ce qui augmente considérablement l'interaction lumière-matière ainsi que le rapport signal sur bruit (SNR) [4].

Dans cette partie nous allons nous focaliser sur l'emploi du silicium, le matériau de base de la microélectronique et de la photonique sur silicium. Ce choix est justifié par le fait que le silicium en tant que substrat présente l'inégalable combinaison de robustesse mécanique supérieure, stabilité chimique et thermique remarquable, faible coût, et enfin sa technologie de fabrication est largement maîtrisée. Le silicium présente également un indice de réfraction élevé et une fenêtre de transparence moyennement large dans le milieu de l'infrarouge, jusqu'à environ  $7 \mu\text{m}$  de longueur d'onde, et est donc utile comme matériau optique passif en IR moyen.

### **4.3. Structure du capteur proposée :**

La structure que nous allons adopter pour le capteur de déplacement utilise un réseau de type triangulaire constitué d'une matrice de  $23 \times 21$  de trous d'air creusés dans un substrat en silicium de période  $a$  (figure 4.1). L'indice de réfraction du silicium de  $n_{\text{Si}} = 3,48$  [8] (indice de réfraction réel), le rayon  $r$  des trous est de  $0,33a$ , l'épaisseur du slab étant  $h = 490 \text{ nm}$ , déposé sur une couche d'oxyde de carbone  $\text{SiO}_2$  d'indice de réfraction  $1,45$  [9] et d'épaisseur  $h_{\text{SiO}_2} = 1,5 \mu\text{m}$ . La source incidente est une impulsion de forme Gaussienne d'une longueur d'onde de  $3,6 \mu\text{m}$ . En prenant en considération tous ces données précédentes le calcul de l'indice de réfraction effectif ( $n_{\text{eff}}$ ) du silicium nous mène à la valeur  $2,654$ . La

figure 4.2 illustre le diagramme de dispersion de la fréquence normalisée par rapport au vecteur d'onde (de la matrice de trous originale), pour les modes TM du cristal photonique bidimensionnels. Sans défauts, la structure initiale présente un large intervalle de bande interdite situé entre  $3.0001 \mu\text{m}$  et  $3.9550 \mu\text{m}$  et centre à  $3.4775 \mu\text{m}$  pour la polarisation TM et dans les directions  $\Gamma$ -K-M- $\Gamma$  de la zone de Brillouin (voir figure 4.3). Ce résultat est obtenu en utilisant la méthode PWE en deux dimensions intégré dans le module Band Solve du logiciel RSoft.

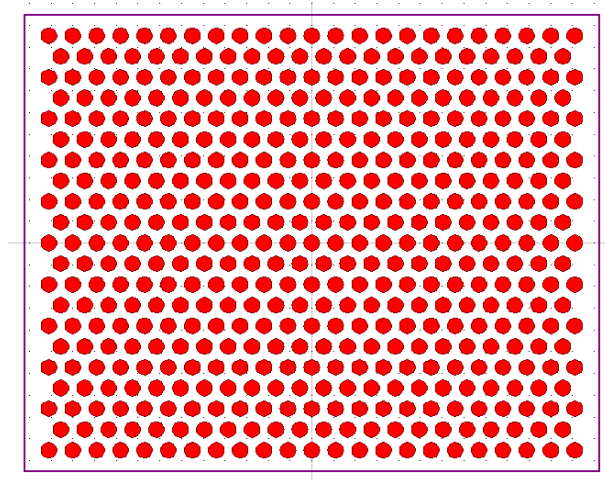


Figure 4.1 : Matrice de base des trous d'air dans le substrat en silicim

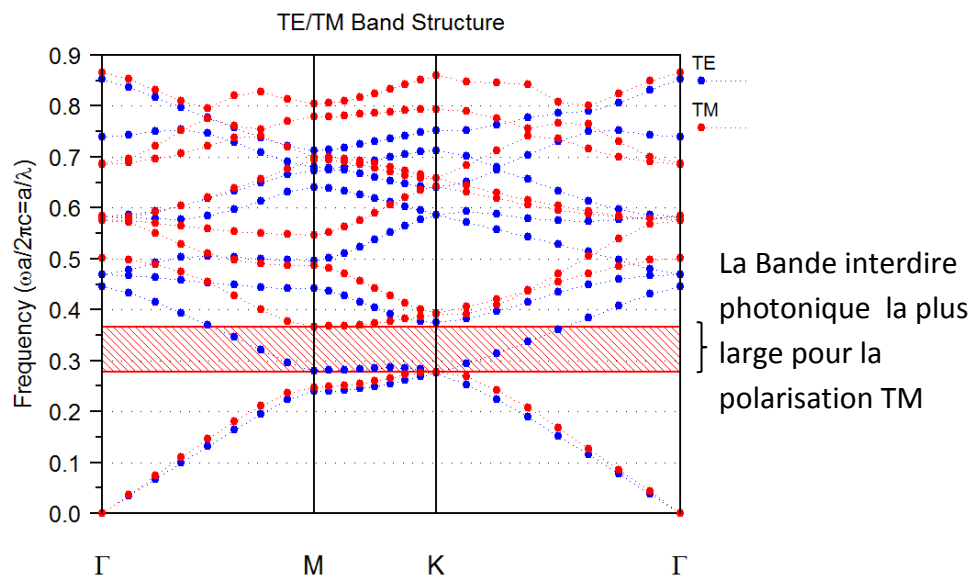


Figure 4.2 : Diagramme de dispersion de la structure en silicium avec des trous d'air sans défauts. Cette figure montre l'existence d'une large bande interdite pour la polarisation TM situé entre les fréquences normalisées et c'est cette bande que nous allons utiliser.

Dans la structure basique de la figure 4.1 on réalise un guide d'onde central et deux cavités  $H_0$  de part et d'autre des axes OX et OZ comme représenté en figure 4.3. Les cavités  $H_0$  sont obtenues en décalant les trous en jaunes d'un schift ( $S_x$ ) sur l'axe OX de  $0.36D$  ( $D$  la distance représenté en figure 4.3-b) dans les deux directions opposées +OX et -OX au même temps.

Le choix de cette valeur vient du fait qu'elle fournit de meilleurs résultats et caractéristiques pour notre structure.

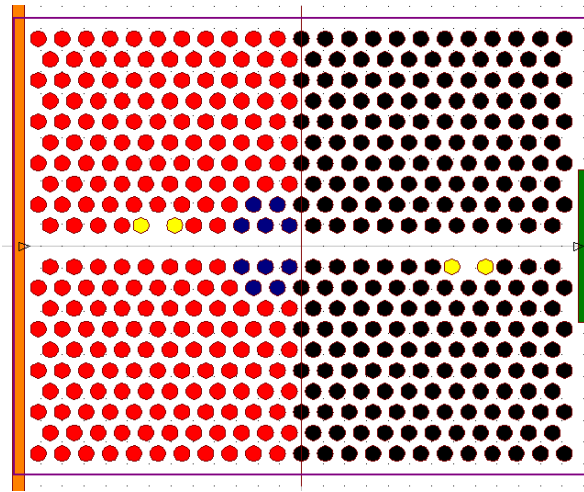


Figure 4.3 : Le design proposé pour le capteur de déplacement

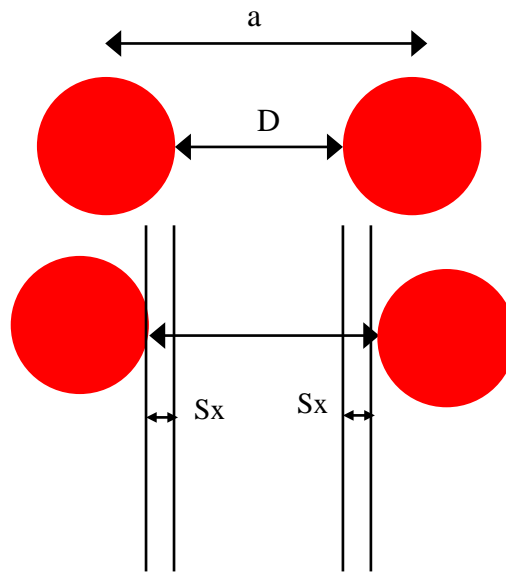


Figure 4.4 : figure donant la façon avec laquelle on crée la cavité  $H_0$  grâce au décalage  $S_x$

Pour vérifier le bon fonctionnement de la structure que nous avons proposée, nous avons tracé sa réponse pour les cas suivants :

- 1- La structure avant la séparation des deux parties du capteur (substrat en entier) sans microcavité.
- 2- La structure après la séparation des deux parties fixe et mobile mais en gardant cette dernière adjacente à la partie fixe (Capteur de déplacement en repos) toujours sans microcavité.

3- Le capteur de déplacement en repos, en présence des microcavités.

Les résultats sont représentés en figure 4.5.

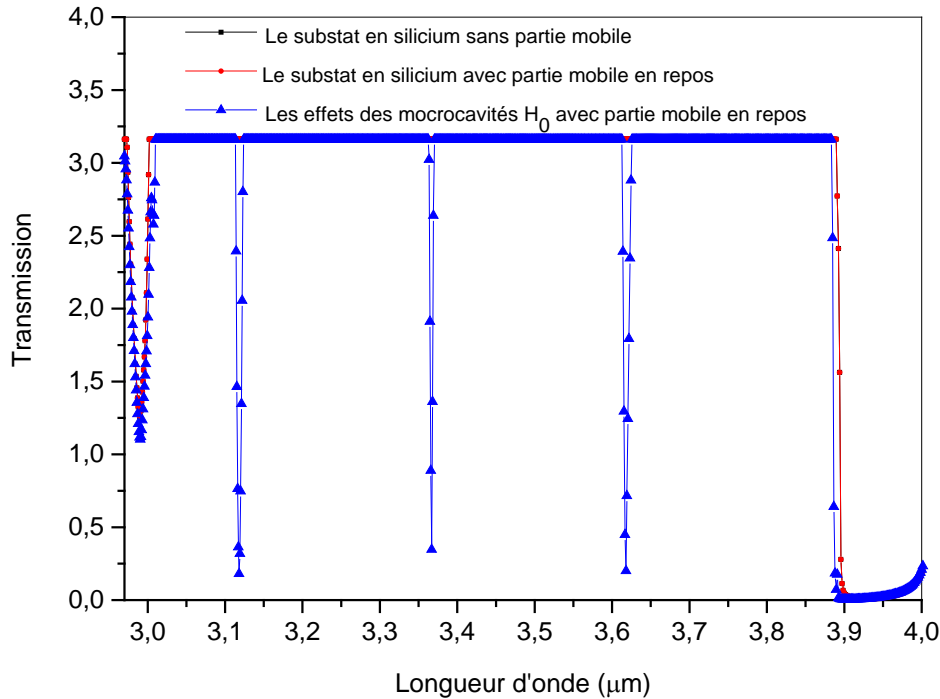


Figure 4.5 : Test de la structure que nous avons proposés avant son utilisation en temps que capteur de déplacement.

De cette figure on constate que les courbes des deux premiers cas sont complètement confondues (courbes en étoile rouge et en carré noire), une preuve déjà que la simulation du capteur que nous avons proposés est très bonne et efficaces. Quant à la courbe en triangle bleu, cette dernière donne la réponse des microcavités représentées en figure 4.3. On remarque que cette réponse présence trois pics en réponse à son excitation, ces derniers correspondent aux longueurs d'ondes (respectivement de gauche à droite) suivantes : 3.1178 μm, 3.366 μm et 3.6180μm.

#### 4.4. Fonctionnement et réponse du capteur de déplacement :

Le capteur de déplacement est formé de deux parties, l'une fixe et d'autre mobile. C'est deux partie sont situés de part et d'autre de l'axe OZ central du substrat en silicium. Le pas de déplacement de la partie mobile est une fraction de la période a. Dans nos calculs, ce pas sera

pris  $0.05a$  et l'intervalle de déplacement total sera situé entre 0 et  $0.2a$  ; intervalle utilisé dans plusieurs travaux de recherche existant en littérature du domaine [9-11].

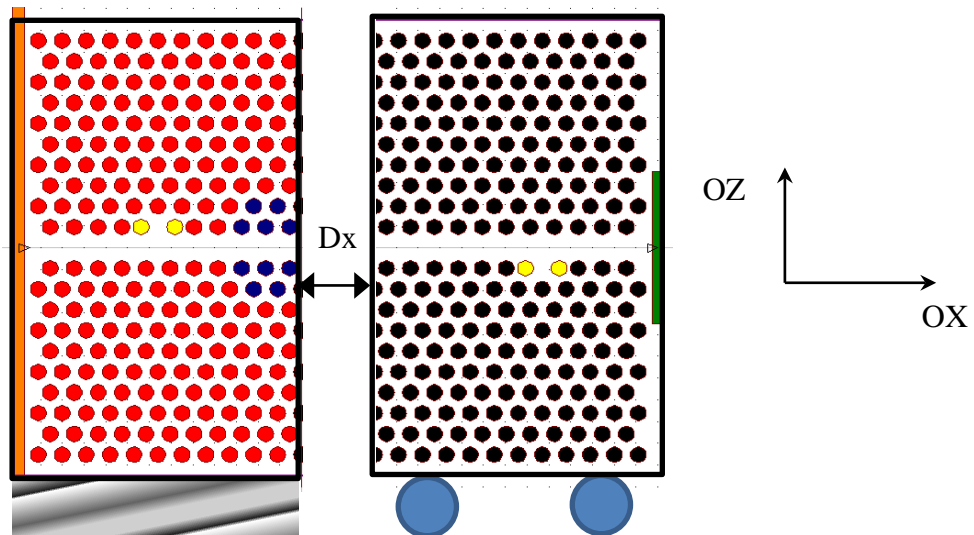


Figure 4.6 : Fonctionnement et réponse du capteur de déplacement

La réponse du capteur est obtenue en déplaçant la partie mobile du capteur dans la partie correspondante aux valeurs positives de l'axe OX. Le pas de déplacement est de  $0.05a$ , ou  $a$  est la période de la structure basique du capteur sans défaut (voir figure 4.6.). L'excitation lumineuse du capteur est un laser de longueur d'onde  $\lambda = 3.6\mu\text{m}$ , les simulations sont réalisés avec le module FullWave du software RSoft et par défaut ce dernier fournit une réponse étalant de  $0\mu\text{m}$  à  $7\mu\text{m}$  pour cette longueur d'onde d'excitation. Le spectre de sortie utile que nous allons exploiter est présentée en figure 4.7-a.

Ce spectre présente trois groupes d'impulsions: le premier est situé aux alentours de la longueur d'onde  $3.1178\mu\text{m}$ , le deuxième groupe est proche de  $3.3669\mu\text{m}$  alors que le dernier groupe est situé aux alentours de  $3.6181\mu\text{m}$ . Pour bien visionné la réponse du capteur nous allons zoomés ce spectre autour des trois longueurs d'ondes précédentes et les résultats sont présentés dans les figures 4.7-b,c et d.

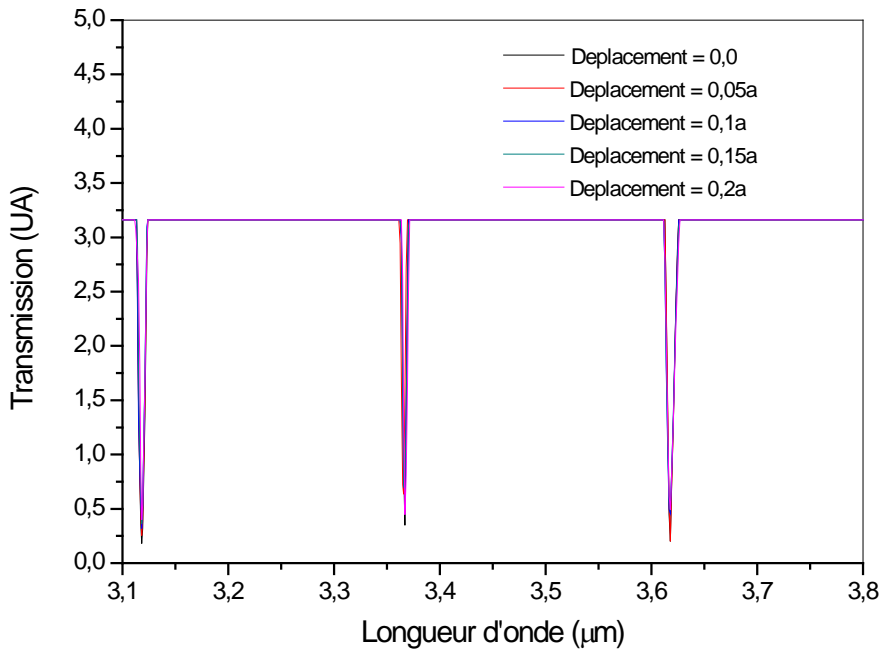


Figure 4.7-a : Spectre exploitable de la réponse du capteur.

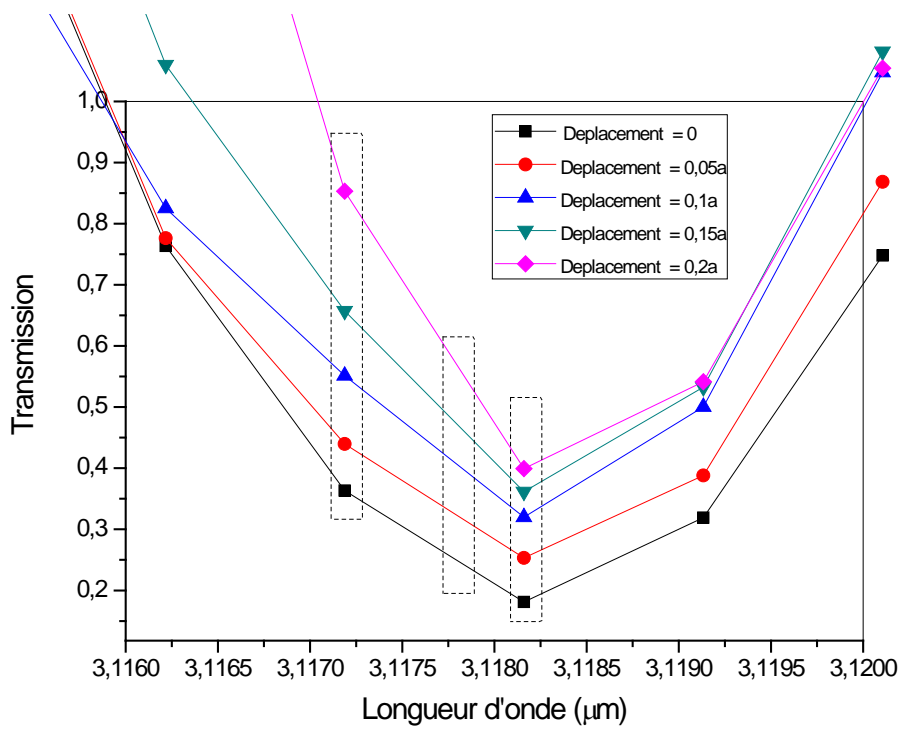


Figure 4.7-b : Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.118μm

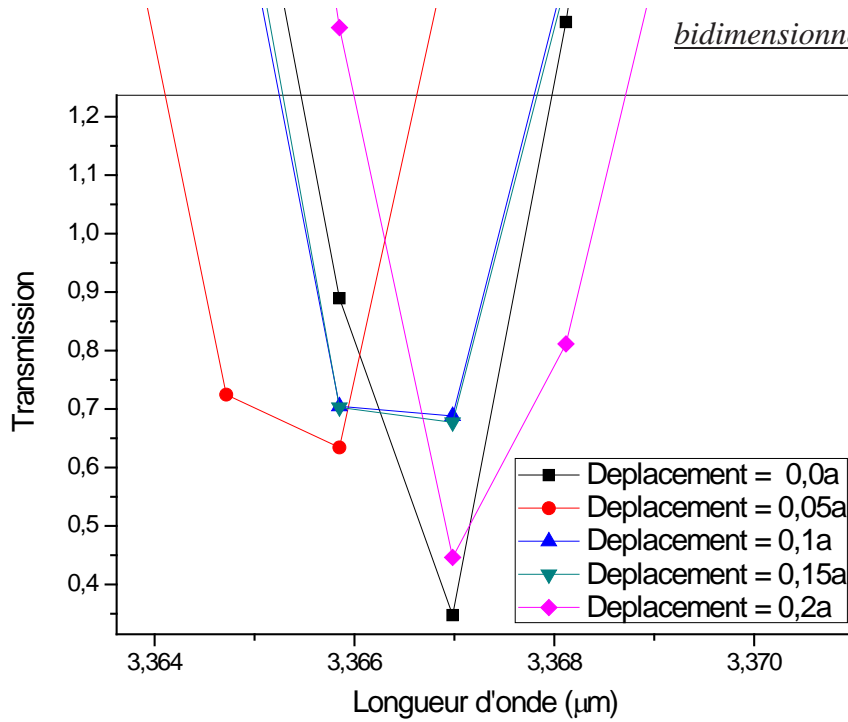


Figure 4.7-c : Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3. 3667μm

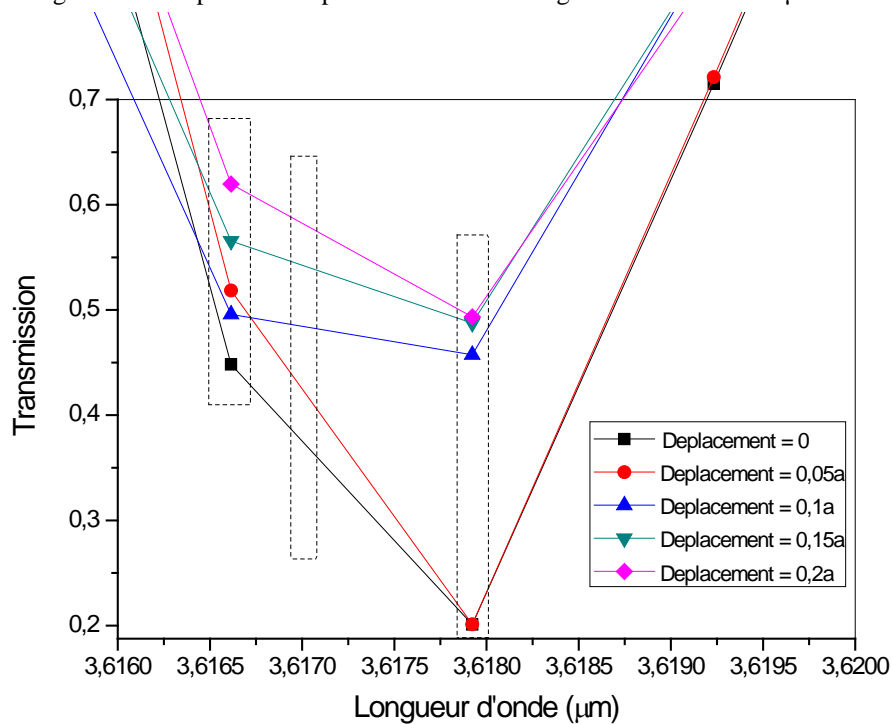


Figure 4.7-d: Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.618 μm

La figure 4.7.c montre que la réponse du capteur est très peu exploitable, elle ne sera pas prise en considération par conséquent dans les prochains calculs.

Dans les figures 4.7-b,d on remarque que le phénomène physique sur lequel repose le fonctionnement du capteur de déplacement est nettement présent et visible ; une diminution

des transmission des pics de sorties avec l'augmentation de la distance parcourue par la partie mobile.

#### **4.5. Etude détaillée des caractéristiques du capteur :**

Les caractéristiques les plus importantes de la structure proposée résident d'une part dans la nature de la relation liant les intensités des pics de sorties aux déplacements correspondants ainsi que sa capacité à fournir des réponses significatives, importantes et surtout stable quand elle est excitée par de faible mesurande d'entrée. ; On parle respectivement ici de sa fonction de transfert et de sa sensibilité.

Dans ce cas de capteur, la fonction de transfert est le tracé des amplitudes des pics des signaux de sorties en fonction des déplacements qui sont à leurs origines. Cette fonction de transfert est d'autant plus intéressante si elle est de forme linéaire, puisque cette forme est la plus simple et aussi elle aide à prévoir facilement la réponse du capteur pour n'importe quel déplacement situé dans l'intervalle de fonctionnement considéré.

Pour obtenir le fonctionnement linéaire du capteur, on doit chercher une longueur d'onde  $\lambda_0$  ( $\mu\text{m}$ ) sur son spectre de réponse garantissant une dépendance linéaire des intensités de sortie avec le déplacement. Cela veut dire que sur chaque réponse représentée en figure 4.7-b,d on doit définir une région de fonctionnement linéaire.

Quant à la sensibilité, cette dernière est définie selon la formule 2.18. Cette grandeur est d'autant plus importante que la structure proposée fournisse un pic de sortie important quand il est déplacé d'une distance très faible  $\Delta x$ .

##### **4.5.1. Etude des caractéristiques de la structure autour de $3.118\mu\text{m}$ :**

Sur la figure 4.7-b, on a défini trois régions de fonctionnement, chacune autour d'une longueur d'onde bien précise. C'est longueurs d'onde sont les suivantes :  $\lambda_1 = 3.11718\mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 3.11815\mu\text{m}$  et  $\lambda_3 = 3.1178\mu\text{m}$  (cette dernière est obtenue en cherchant directement sur la courbe, une longueur d'onde pour laquelle on a une réponse linéaire du capteur). Le tableau 4.1, regroupe toutes les données relatives à ces longueurs d'onde.

Déplacement (a)	$\lambda=3,11815 \mu\text{m}$	intensité	Sensibilité ( $\text{a}^{-1}$ )	Sensibilité (UA/ $\mu\text{m}$ )
0,0		2,98173		
0,05		2,90964	1,44	1,31
0,1		2,84387	1,32	1,2
0,15		2,80	0,86	0,79
0,2		2,76	0,74	0,67

-a-

Déplacement (a)	$\lambda=3,11780\mu\text{m}$	intensité	Sensibilité ( $\text{a}^{-1}$ )	Sensibilité (UA/ $\mu\text{m}$ )
0,0		2,88532		
0,05		2,81321	1,44	1,31
0,1		2,7238	1,79	1,63
0,15		2,64746	1,53	1,39
0,2		2,52751	2,4	2,18

-b-

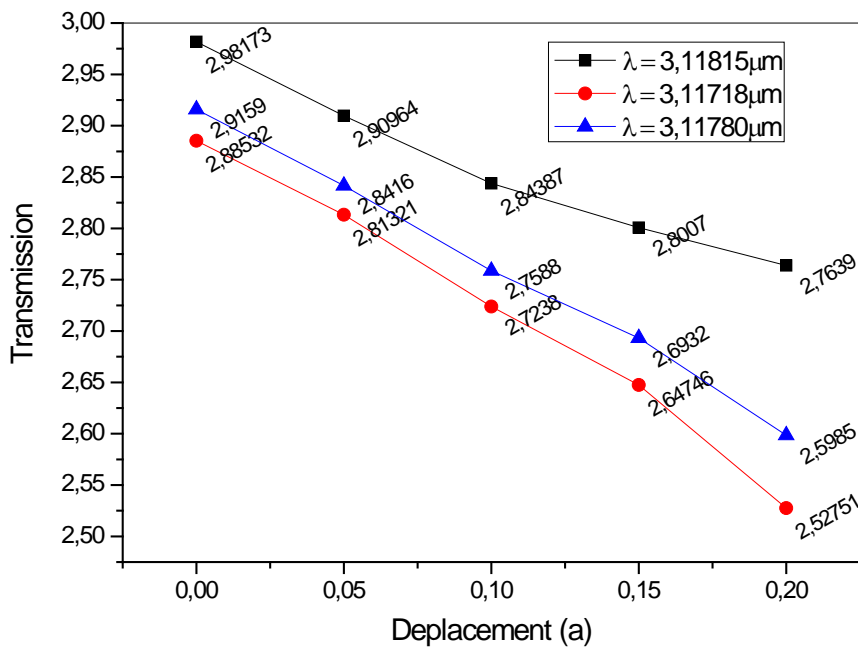
Déplacement (a)	$\lambda=3,11718\mu\text{m}$	intensité	Sensibilité ( $\text{a}^{-1}$ )	Sensibilité (UA/ $\mu\text{m}$ )
0,0		2,9159		
0,05		2,8416	1,49	1,35
0,1		2,7588	1,66	1,50
0,15		2,6932	1,31	1,19
0,2		2,5985	1,9	1,72

-c-

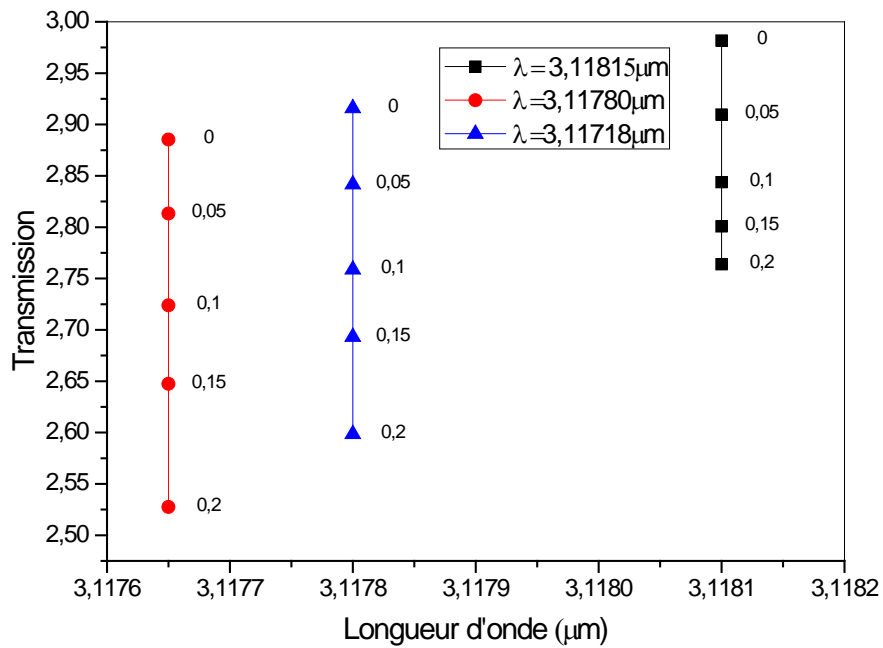
Tableau 4.1: Grandeurs caractéristiques de la structure pour :

- a-  $\lambda = 3,11815 \mu\text{m}$ .
- b-  $\lambda = 3,11780 \mu\text{m}$ .
- c-  $\lambda = 3,11718 \mu\text{m}$ .

À partir de ces tableaux on peut tracer les réponses du capteur pour chacune des longueurs d'ondes précédentes. Cela est représenté en figure 4.8.



-a-



-b-

Figure 4.8-a,b: Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.118  $\mu\text{m}$

La figure 4.9 donne la sensibilité du capteur pour chaque longueur d'onde.

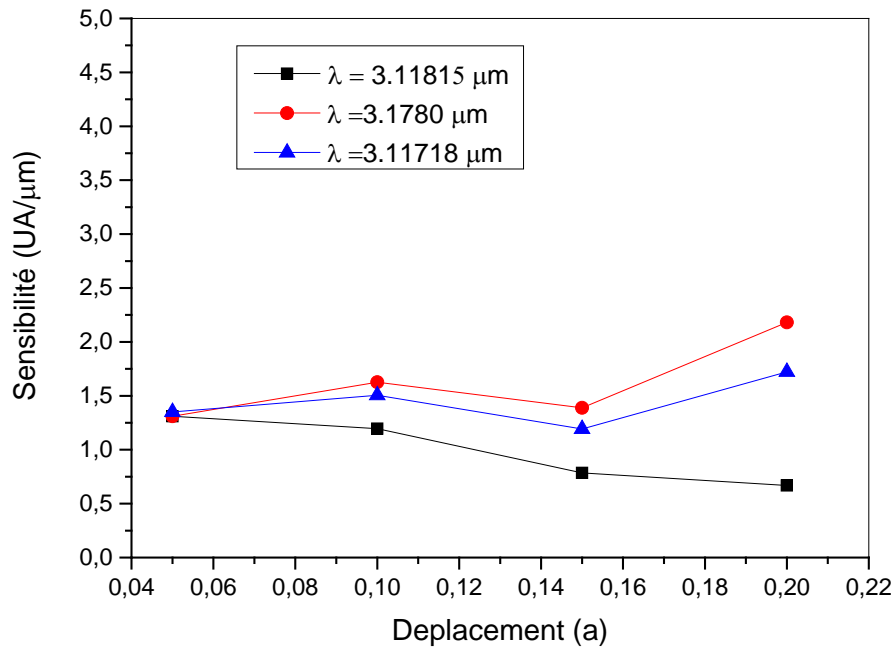


Figure 4.9: Sensibilité du capteur au alentours de la longueur d'onde 3.118 μm

#### 4.5.2. Etude des caractéristiques de la structure autour de 3.618μm :

Sur la figure 4.7-d, on a défini de la même façon que dans le cas précédent, trois régions de fonctionnement, chacune autour d'une longueur d'onde bien précise. C'est longueurs d'onde sont les suivantes :  $\lambda_1 = 3.679\mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 3.6166\mu\text{m}$  et  $\lambda_3 = 3.617\mu\text{m}$  (cette dernière est obtenue en cherchant directement sur la courbe, une longueur d'onde pour laquelle on a une réponse linéaire du capteur). Le tableau 4.2, regroupe toutes les données relatives à ces longueurs d'onde.

Déplacement (a)	$\lambda = 3,679\mu\text{m}$	intensité	Sensibilité ( $\text{a}^{-1}$ )	Sensibilité (UA/ $\mu\text{m}$ )
0,0		2,96203		
0,05		2,96178	0,005	0,005
0,1		2,7051	5,13	4,66
0,15		2,6754	0,6	0,55
0,2		2,66952	0,12	0,1

Déplacement (a)	$\lambda = 3,6166 \mu\text{m}$	intensité	Sensibilité ( $\text{a}^{-1}$ )	Sensibilité (UA/ $\mu\text{m}$ )
0,0		2,71479		
0,05		2,66723	0,95	0,86
0,1		2,64452	0,45	0,42
0,15		2,59749	0,94	0,86
0,2		2,54331	1,08	0,98

-b-

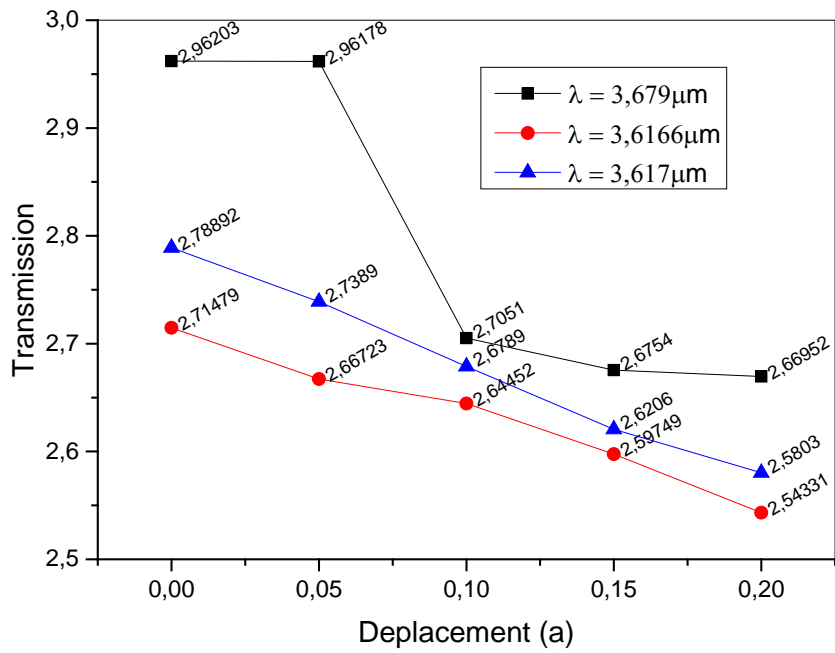
Déplacement (a)	$\lambda = 3,617 \mu\text{m}$	intensité	Sensibilité ( $\text{a}^{-1}$ )	Sensibilité (UA/ $\mu\text{m}$ )
0,0		2,78892		
0,05		2,7389	1,00	0,91
0,1		2,6789	1,2	1,10
0,15		2,6206	1,17	1,06
0,2		2,5803	0,81	0,73

-c-

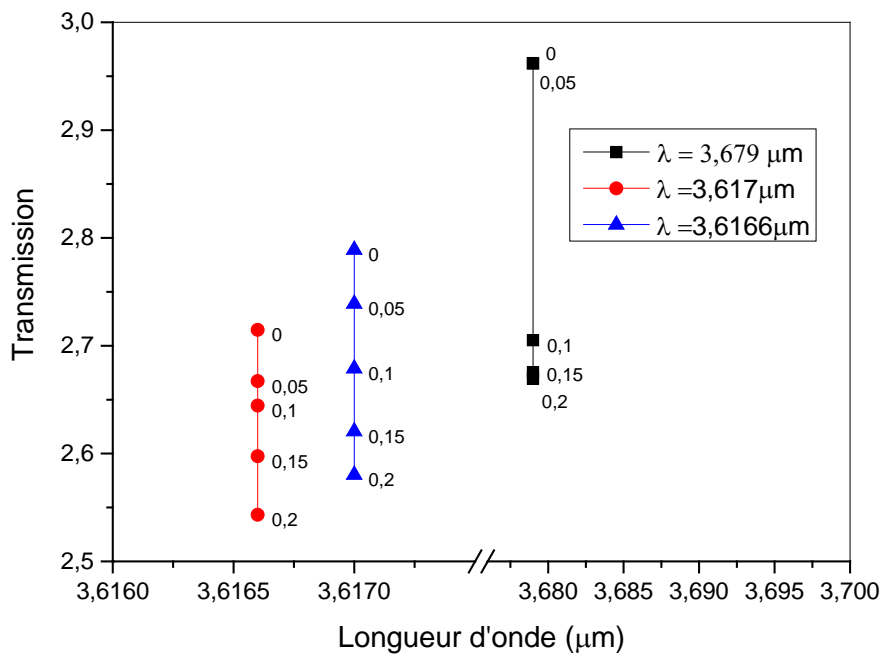
Tableau 4.2: Grandeurs caractéristiques de la structure pour

- a-  $\lambda = 3,679 \mu\text{m}$ .
- b-  $\lambda = 3,6166 \mu\text{m}$ .
- c-  $\lambda = 3,617 \mu\text{m}$ .

À partir de ces tableaux on peut tracer les réponses du capteur pour chacune des longueurs d'ondes précédentes. Cela est représenté en figure 4.10.



-a-



-b-

Figure 4.10-a et b: Spectre de réponse autour de la longueur d'onde 3.618  $\mu\text{m}$

La figure 4.11 donne la sensibilité du capteur pour chaque longueur d'onde.

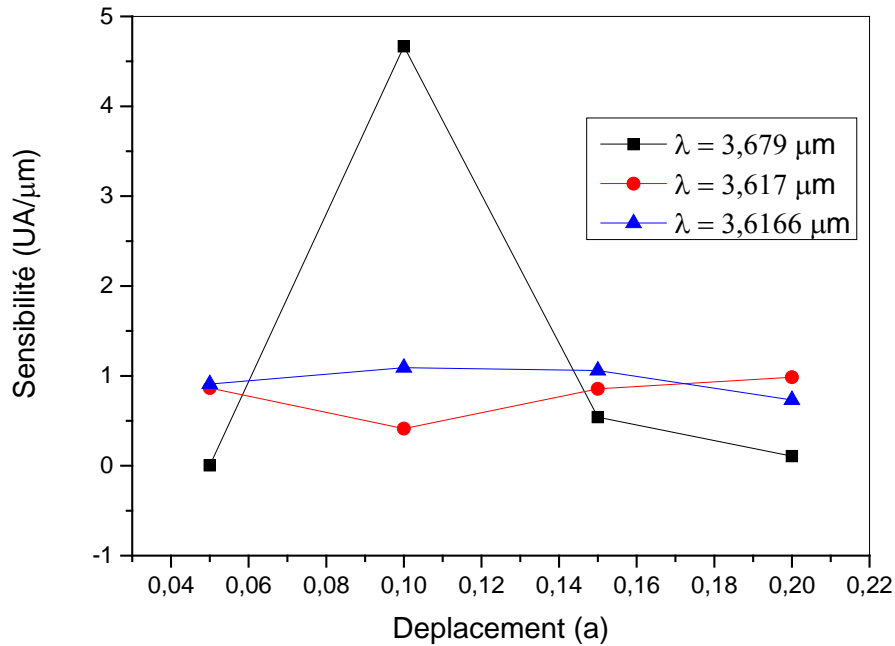


Figure 4.11: Sensibilité du capteur au alentoure de la longueur d'3.618  $\mu\text{m}$

#### 4.6. Discussion des résultats :

La discussion des résultats se fera en deux parties : la première portera sur la forme de la réponse du design proposé en fonction du déplacement, tandis que dans la seconde, on discutera les valeurs de la sensibilité que ce dernier nous a permis d'obtenir.

- Pour ce qui est de la linéarité du capteur, on peut constater aisément à partir des figures 3.8-a et 3.10-a que ce design présente une fonction de transfert d'assez bonne linéarité seulement autour des longueurs d'onde  $\lambda = 3.11780\mu\text{m}$  et  $\lambda = 3.617\mu\text{m}$  (courbes en triangles bleus). Ce qui n'est pas le cas pour les autres longueurs d'onde ou ce dernier présente une très mauvaise linéarité surtout pour  $3.679\mu\text{m}$ .
- Pour ce qui de la sensibilité et qui représente d'ailleurs la pente de la courbe de transfert, Le tableau 4.3 donne les sensibilités pour les différentes longueurs d'ondes considérées en fonction des déplacements pris en compte lors des simulations.

Longueur d'ondes	3,11815 $\mu\text{m}$	3,11780 $\mu\text{m}$	3,11718 $\mu\text{m}$	3,679 $\mu\text{m}$	3,6166 $\mu\text{m}$	3,617 $\mu\text{m}$
Déplacement (a)	Sensibilité (UA/ $\mu\text{m}$ )					
0 - 0,05	1,31	1,31	1,35	0,0045	0,86	0,91
0.05 - 0,1	1,12	1,63	1,50	4,66	0,42	1,1
0.1 - 0,15	0,79	1,39	1,19	0,55	0,86	1,06
0.15 - 0,2	0,67	2,18	1,72	0,1	0,99	0,73

Le tableau 4.3 : Comparaisons des sensibilités obtenues pour les longueurs d'ondes considérées

On remarque à partir de ce tableau que pour les deux cas, la sensibilité n'est pas vraiment constante mais qui diffère suivant l'intervalle de déplacement considéré. Pour la longueur d'ondes 3,11780 $\mu\text{m}$ , le capteur présente un maximum de sensibilité de 2,18 (UA/  $\mu\text{m}$ ) entre 0.15a et 0.2a, et un autre maximum de 4,66 (UA/  $\mu\text{m}$ ) pour de la longueur d'onde 3,679 $\mu\text{m}$  entre 0.05a et 0.1a. D'un autre coté on peut aussi remarquer que cette sensibilité est quasi-constante pour les longueurs d'onde 3,11718 $\mu\text{m}$  et 3,617 $\mu\text{m}$  pour tout l'intervalle de déplacement 0 - 0.2a et aussi pour 3,11780  $\mu\text{m}$  entre 0 et 0.15a.

En comparant nos résultats par rapport à la littérature du domaine on peut dire que nos résultats sont assez satisfaisants dans la plus part des cas et présentent même un maximum de 4.66691 (UA/  $\mu\text{m}$ ) qui est très important par rapport travaux effectuées jusqu'à présents. Le tableau 4.5 donne une comparaison entre nos résultats et d'autre prise à partir de la littérature du domaine.

Auteur	Année	Sensibilité ( $\text{a}^{-1}$ )	Sensibilité ( $\mu\text{m}^{-1}$ )
Z. Xu et al [9]	2006	1.15	-
D.Yang et al [10]	2011	1.0	-
S.Olyee al [11]	2014	-	3.5
Nos resultats		5,13	4,66

Tableau 4.4: Comparaison de nos résultats avec la littérature, l'intervalle de déplacement considère dans tous les cas est de 0.0a à 0.2a

#### **4.7. Conclusion :**

Dans ce chapitre nous avons proposé un design pour un capteur de déplacement micrométrique à cristaux photonique. Le substrat de base utilisé dans ce capteur est en silicium d'indice de réfraction effectif de 2.654. Les résultats que nous avons obtenus grâce à la structure que nous avons proposée sont très bons et peuvent aisément être améliorée par un choix approprié d'une cavité qui peut satisfaire le bon compromis bonne linéarité et parfaite sensibilité.

#### **Références du chapitre 4:**

- [1] C. Lee, R. Radhakrishnan, C. C. Chen, J. Li, J. Thillaigovindan and N. Balasubramanian, “ Design and modeling of a Nano mechanical Sensor using silicon photonic crystals,” *Journal of Light wave Technology* 26, 839-846 (2008).
- [2] I. De Vlaminck, J. Roels, D. Taillaert, D. Van Thourhout, R. Baets, L. Lagae and G. Borghs, “Detection of Nanomechanical motion by evanescent light wave coupling,” *Applied Physics letters* 90, 233116 (2007).
- [3] C. Lee and J. Thillaigovindan, “Optical nano mechanical sensor using a silicon photonic crystal cantilever embedded with a nanocavity resonator,” *Applied Optics* 48, 1797-1803 (2009).
- [4] Hongtao Lin\*, Zhengqian Luo, Tian Gu, Lionel C. Kimerling, Kazumi Wada, Anu Agarwal and Juejun Hu\*, ‘ **Mid-infrared integrated photonics on silicon: a perspective**’. *Nanophotonics* 2018; 7(2): 393–420
- [5] Pile D, Horiuchi N, Won R, Graydon O. Extending opportunities. *Nat Photonics* 2012;6:407.
- [6] Soref RA, Emelett SJ, Buchwald WR. Silicon waveguided components for the long-wave infrared region. *J Optics A Pure Appl. Optics* 2006;8:840.
- [7] Hu J, Meyer J, Richardson K, Shah L. Feature issue introduction: mid-IR photonic materials. *Opt Mater Express* 2013;3: 1571–5.

- [8] Safia Arafa, Mohamed Bouchemat, Touraya Bouchemat, Ahlem Benmerkhi, High sensitive optofluidic sensor array based on ring-shaped holes photonic crystal H0-cavity. *Optik* 131 (2017) 49–57.
- [9] Z. Xu, L. Cao, C. Gu, Q. He, and G. Jin, “Micro-displacement sensor based on line-defect resonant cavity in photonic crystal,” *Optics Express*, 2006, 14(1): 298–305.
- [10] Daquan Yang, Huiping Tian, Yuefeng Ji, Microdisplacement sensor based on high-Q nanocavity in slot photonic crystal. *Optical Engineering* 50(5), 054402 (May 2011)
- [11] S. Olyaei and A. A. Dehghani , High Resolution and Wide dynamic Range Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystal. *Photonic Sensor* (2012) Vol.2, No. 1, 92-96

## **Conclusion générale**

## Conclusion générale :

Les cristaux photoniques possèdent une bande interdite photonique dont de leurs constitutions est à l'origine de sa formation. Cette bande interdite associée à des défauts de tous types (microcavité, guide d'onde, couplage microcavité-guide d'onde..etc.) créés volontairement dans la structure périodique matrice de ce cristal ; est à la base de toutes les applications conçues au tours de ce technologie.

Le travail que nous avons réalisé dans cette thèse entre dans ce contexte. En effet, après une étude des capteurs à base de cristaux photoniques ainsi que leurs principes de détection optique destinés à la détection de différentes mesurandes physiques de gaz (par exemple capteurs de CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, CO), de température, de pression, d'humidité, de fluides, de déplacement, d'entités biologiques), nous avons orienté notre recherche vers l'étude et la synthèse de capteur de grandeurs mécaniques ; et plus précisément les capteurs de pression et les capteurs de micro-déplacement.

Pour les capteurs de pressions, nous avons proposés des designs à base de germanium et de silicium et à chaque type de matériaux nous avons associés une structure convenable. Grâce à ces deux structures relativement simples à réaliser on a pu atteindre de très bonnes sensibilités ; 15.8 nm/GPa pour le capteur de pression en germanium et 21 nm/GPa, pour celui en silicium. Il en a été de même pour le facteur de qualité, puisqu'on a eu un maximum de facteurs de qualités de l'ordre de 65291, grâce à la structure en silicium. Ces résultats montrent que le travail que nous avons réalisé dans cette thèse offre un grand saut pour la recherche scientifique de ce domaine. Cela aura certainement un grand impact sur la technologie des micro voir des nano capteurs de pression à base de cristaux photoniques bidimensionnels.

Maintenant pour le capteur de déplacement à cristaux photonique, nous avons également proposés un design que nous avons développé nous-même. Le substrat utilisé dans ce capteur est en silicium d'indice de réfraction effectif de 2.654 UIR. Les résultats que nous avons obtenus grâce à cette structure sont très bons et très satisfaisantes puisque on a obtenus des sensibilités entre 1.44 a<sup>-1</sup> et 2,4a<sup>-1</sup> pour une longueur d'onde de 3.1178 μm, et même on put avoir un maximum de 5.13 a<sup>-1</sup> pour une longueur d'onde de 3.679 μm. Ces résultats peuvent aisément être améliorés par un choix approprié d'une cavité qui peut satisfaire le bon compromis universelle des capteurs ; bonne linéarité et parfaite sensibilité.

## ملخص :

تمثل البلورات الضوئية فئة جديدة من المكونات البصرية التي تنقل التفاعل بين المواد الضوئية إلى مستوى عالٍ جدًا من التطور. تتميز هذه التركيبات الصناعية بترتيبات أحادية البعد أحادية البعد (1D) أو ثنائية الأبعاد (2D) أو ثلاثية الأبعاد (3D) للمواد العازلة التي تؤدي إلى تكوين بنية نطاق طاقة لنشر الموجات الكهرومغناطيسية. في الداخل.

تقدم التطورات الحديثة في تكنولوجيا الانشاءات الدقيقة مرونة هائلة في اختيار تركيبة المواد ودورية الشبكة وتماتل هذه الترتيبات ، مما يجعل من الممكن تصنيع البلورات الضوئية مع هياكل تشتمل على عيوب ارادية. وضعت في داخل شبكاتها. ونتيجة لذلك ، يمكن تكييف بنية الأنماط المرتبطة بهذه البلورات الضوئية المعدلة مع جميع الحقول تقريبًا وبصفة خاصة في مجال الكشف.

نظرًا لتأثير الحبس القوي للفوتونات في عيوب ارادية مثل المجهرات الدقيقة والعيوب الخطية مثل موجبات الموجات التي يتم إجراؤها في هذا النوع من الهياكل ، دقة عالية جدًا بترتيب الجزيء الأحادي أو الحجم النهائي من أجل femto لتر يمكن تحقيقه من خلال أجهزة الاستشعار التي قدمتها تكنولوجيا الكريستال الضوئية. لذلك ، تتيح البلورات الضوئية تحقيق مستشعرات الأحلام وتتيح حتى تصميم مختبرات حقيقية على شريحة واحدة.

يدخل هذا العمل في هذا السياق ، في الواقع سنقوم بتصميم أجهزة استشعار ميكانيكية تعتمد على بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد. من بين هذه المستشعرات الميكانيكية ، سنقترح تصاميم تضمن قياس الضغط والإزاحة بحساسية كبيرة.

كلمات المفتاحية:

بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد ، مؤشر الانكسار الفعال ، حساسية IR ، حساسات ميكانيكية ، حساسية الضغط ، حساسية الإزاحة.

## **Summary :**

Photonic Crystals are a new class of optical materials that take matter light interaction to a new level of sophistication. These artificial structures are characterized by periodic one-dimensional (1D), two-dimensional (2D), or three-dimensional (3D) arrangements of dielectric material that lead to the formation of an energy band structure for propagating electromagnetic waves inside.

Recent advances in micro-structuring technology offer tremendous flexibility in the choice of material composition, network periodicity and the symmetry of these arrangements, making it possible to fabricate photonic crystals with structures incorporating voluntarily defects. Placed in the breasts of their networks. Consequently, the structure of associated modes of these photonic crystals can be adapted to almost all needs and in particular in the field of detection.

Due to the effect of the strong confinement of photons in defects such as microcavities and linear defects such as waveguides performed in this type of structures, ultra high resolutions of the order of the mono molecule or ultimate volume of the order of femto liter can be achieved through sensors made by photonic crystal technology. Therefore, photonic crystals make possible the realization of dream sensors and even allow designing real laboratories on a single chip.

This work enters into this context, in fact we are going to design mechanical sensors based on two-dimensional photonic crystals. Among these mechanical sensors we will propose designs ensuring the measurement of pressure and displacement with great sensitivity.

**Keywords:**

Two-dimensional photonic crystals, effective refractive index, IR sensitivity, mechanical sensors, pressure sensitivity, displacement sensitivity.

---

## ملخص :

تمثل البلورات الضوئية فئة جديدة من المواد البصرية التي تنقل التفاعل بين المواد الضوئية إلى مستوى عالٍ جدًا من التطور. تتميز هذه التركيبات الصناعية بترتيبات أحادية البعد (1D) أو ثنائية الأبعاد (2D) أو ثلاثية الأبعاد (3D) للمواد العازلة التي تؤدي إلى تكوين بنية نطاق طاقة لنشر الموجات الكهرومغناطيسية. في الداخل.

تقدم التطورات الحديثة في تكنولوجيا الإنشاءات الدقيقة مرونة هائلة في اختيار تركيبة المواد ودورية الشبكة وتمائل هذه الترتيبات ، مما يجعل من الممكن تصنيع البلورات الضوئية مع هياكل تشتمل على عيوب ارادية. وضعت داخل شبكتها. ونتيجة لذلك ، يمكن تكيف بنية الأنماط المرتبطة بهذه البلورات الضوئية المعدلة مع جميع الحقول تقريبًا وبصفة خاصة في مجال الكشف.

نظرًا لتأثير الحبس القوي للفوتونات في عيوب مثل المجهرات الدقيقة والعيوب الخطية مثل موجات الموجهات التي يتم إجراؤها في هذا النوع من الهياكل ، دقة عالية جدًا بترتيب الجزيء الأحادي أو الحجم النهائي من أجل femto لتر يمكن تحقيقه من خلال أجهزة الاستشعار التي قدمتها تكنولوجيا الكريستال الضوئية. لذلك ، تتيح البلورات الضوئية تحقيق مستشعرات الأحلام وتتيح حتى تصميم مختبرات حقيقية على شريحة واحدة.

يدخل هذا العمل في هذا السياق ، في الواقع سنقوم بتصميم أجهزة استشعار ميكانيكية تعتمد على بلورات ضوئية ثنائية الأبعاد. من بين هذه المستشعرات الميكانيكية ، سنقترح تصاميم تضمن قياس الضغط والإزاحة بحساسية كبيرة.

الكلمات المفتاحية:

بلورات فوتونية ثنائية الأبعاد ، مؤشر انكسار فعال ، حساسية IR ، حساسات ميكانيكية ، حساسية الضغط ، حساسية الإزاحة

## Summary:

Photonic Crystals are a new class of optical materials that take matter light interaction to a new level of sophistication. These artificial structures are characterized by periodic one-dimensional(1D), two-dimensional, (2D) or three-dimensional (3D) arrangements of dielectric material that lead to the formation of an energy band structure for propagating electromagnetic waves inside.

Recent advances in micro-structuring technology offer tremendous flexibility in the choice of material composition, network periodicity and the symmetry of these arrangements, making it possible to fabricate photonic crystals with structures incorporating voluntarily defects. placed in the breasts of their networks. Consequently, the structure of associated modes of these photonic crystals can be adapted to almost all needs and in particular in the field of detection.

Due to the effect of the strong confinement of photons in defects such as microcavities and linear defects such as waveguides performed in this type of structures, ultra high resolutions of the order of the mono molecule or ultimate volume of the order of femto liter can be achieved through sensors made by photonic crystal technology. Therefore, photonic crystals make possible the realization of dream sensors and even allow designing real laboratories on a single chip.

This work enters into this context, in fact we are going to design mechanical sensors based on two-dimensional photonic crystals. Among these mechanical sensors we will propose designs ensuring the measurement of pressure and displacement with great sensitivity.

Keywords : Two-dimensional photonic crystals, effective refractive index, IR sensitivity, mechanical sensors, pressure sensitivity, displacement sensitivity.