

Université Mohamed Boudiaf - M'sila

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



Numéro de série :

Numéro d'inscription :

Thèse

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT SCIENCES

Spécialité : Electronique

Option : Instrumentation

THEME

Étude théorique des matériaux à cristaux photoniques unidimensionnels : applications dans le domaine de détection

Présenté par :

CHARIK Haouari

Soutenue le : 19/05/2022

Devant le jury composé de :

Pr. OUDIRA Houcine	Président	Prof	Univ. Mohamed Boudiaf M'sila
Dr. BOURAS Mounir	Rapporteur	MCA	Univ. Mohamed Boudiaf M'sila
Dr. BENNACER Hamza	Co-Rapporteur	MCA	Univ. Mohamed Boudiaf M'sila
Dr. BENDIB Toufik	Examineur	MCA	Univ. ENSERE2D - Batna 02
Dr. MESSAI Zitouni	Examineur	MCA	Univ. El Bachir El Ibrahimi- BBA
Dr. KOUDA Souhil	Examineur	MCA	Univ. Mostafa Ben Boulaid- Batna 02

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :

La mémoire de mon défunt père,

Ma mère pour ses conseils et sa patience,

Ma femme et mes enfants Djinane et Mohammed

Mes frères et sœurs,

Tous ceux qui contribué dans ma formation,

Tous les enseignants qui ont contribué à notre formation et spécialement les

enseignants du département d'électronique,

Tous mes amis.

Tous les étudiants du département de génie électronique.

Tous ceux que j'aime et qui m'aiment.

CHARIK HAOUARI

Remerciements

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au Département d'Electronique, la Faculté de Technologie de l'Université de M'sila.

*Je tiens dans un premier temps à remercier Monsieur **BOURAS Mounir** Maître de Conférences, au département d'électronique, pour m'avoir confié ce travail de recherches, ainsi que pour son aide et ses précieux conseils au cours de ces années.*

*Je tiens également à remercier Monsieur **BENNACER Hamza**, Maître de Conférences à l'université de m'sila, de m'avoir aidé durant mon travail.*

*J'exprime ma vive gratitude à Monsieur **OUDIRA Houcine**, Professeur à l'Université de M'sila, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail en faisant l'honneur de présider le jury de ma soutenance.*

*Je remercie également, Monsieur **BENDIB Toufik**, Maître de Conférences à l'université ENSERE2D- Batna 02, de m'avoir honoré de sa présence en étant que membre de jury. Je le remercie très respectueusement d'avoir accepté de juger ce travail.*

*J'exprime ma gratitude envers Monsieur **MESSAI Zitouni** Maître de Conférences à l'université El Bachir El Ibrahimi- BBA, de m'avoir honoré de sa présence en étant que membre de jury. Je le remercie de bien vouloir être membre du jury et examiner cette thèse.*

*Je suis reconnaissant à Monsieur **KOUDA Souhil**, Maître de Conférences à l'université Mostafa Ben Boulaid- Batna 02, Je le remercie très respectueusement d'avoir accepté de juger ce travail.*

Mes remerciements vont aussi à tous les membres du département d'électronique, notamment mes collègues pour leurs aides et encouragements.

Résumé

Au cours des dernières décennies, la recherche a commencé à se tourner vers la manipulation des propriétés optiques des matériaux et l'utilisation de photons au lieu d'électrons comme un support principal d'information. Les photons peuvent se propager dans un matériau diélectrique à une vitesse beaucoup plus grande que les électrons dans un fil métallique. De plus, la bande passante des matériaux diélectriques, typiquement de l'ordre du térahertz, est plus grande que celle des métaux. De plus, l'un des plus grands avantages est que les photons n'interagissent pas aussi fortement que les électrons, ce qui réduit la dissipation de puissance dans les systèmes de communication optique.

Les propriétés des structures à cristaux photoniques intéressants pour de nombreuses applications en optique intégrée. Les applications potentielles des cristaux photoniques sont très vastes : réalisation des cavités résonantes de taille très réduite, des guides d'ondes, des filtres sélectifs, des fibres optiques et des capteurs.

L'objectif de cette étude est d'exploiter les cristaux photoniques unidimensionnels en tant que capteur afin de génère des modes autorisés dans la région de la bande interdite photonique pour l'enregistrement des différentes concentrations de solution de glucose.

Nous avons basé, dans notre étude, sur les capteurs à base de guide à cavité. L'objectif est d'améliorer la sensibilité et la limite de détection de ces capteurs en fonction des paramètres physiques et géométriques. Pour effectuer nos simulations, nous avons utilisé le logiciel Rsoft CAD. Les capteurs sont très sensibles à la variation de l'indice de réfraction (IR) dans les couches, et il peut être optimisé pour réaliser une large plage de mesure et une grande sensibilité pour plusieurs applications.

Mots Clés: Cristaux Photoniques Unidimensionnels, Biocapteur, Bande Interdite Photonique, RSoft CAD, TE, TM.

Abstract

In recent decades, research has begun to turn towards manipulating the optical properties of materials and using photons instead of electrons as the main carrier of information. Photons can propagate in a dielectric material at a much greater speed than electrons in a metal wire. In addition, the bandwidth of dielectric materials, typically on the order of terahertz, is greater than that of metals. Additionally, one of the biggest advantages is that photons do not interact as strongly as electrons, which reduces power dissipation in optical communication systems.

The properties of photonic crystal structures interesting for many applications in integrated optics. The potential applications of photonic crystals are very vast: production of very small resonant cavities, waveguides, selective filters, optical fibers and sensors.

The objective of this study is to exploit one-dimensional photonic crystals as a biosensor to generate allowed modes in the photonic bandgap region for recording different concentrations of glucose solution.

We based, in our study, on two designs: RI biosensor based on cavity guide. The objective is to improve the sensitivity and the detection limit of these biosensors according to the physical and geometric parameters. To perform these simulations, we used Rsoft CAD software. The biosensor is very sensitive to the variation of RI in air layers, and it can be optimized to realize a wide measurement range and high sensitivity.

Keywords: One-Dimensional Photonic Crystals, Biosensor, Photonic Gap, RSoft CAD, TE, TM.

الملخص

في العقود الأخيرة ، بدأت الأبحاث تتجه نحو معالجة الخصائص البصرية للمواد واستخدام الفوتونات بدلاً من الإلكترونات باعتبارها الناقل الرئيسي للمعلومات. يمكن أن تنتشر الفوتونات في مادة عازلة بسرعة أكبر بكثير من الإلكترونات الموجودة في سلك معدني. بالإضافة إلى ذلك ، فإن عرض النطاق الترددي للمواد العازلة ، عادة بترتيب تيراهيرتز ، أكبر من عرض المعادن. بالإضافة إلى ذلك ، فإن إحدى أكبر المزايا هي أن الفوتونات لا تتفاعل بقوة مثل الإلكترونات ، مما يقلل من تبديد الطاقة في أنظمة الاتصالات الضوئية.

خصائص الهياكل البلورية الضوئية مثيرة للاهتمام للعديد من التطبيقات في مجال البصريات المتكاملة. إن التطبيقات المحتملة للبلورات الضوئية واسعة جداً: إنتاج تجاويف طنين صغيرة جداً ، وأدلة موجية ، ومرشحات انتقائية ، وألياف ضوئية وأجهزة استشعار.

اعتمدنا، في دراستنا، على تصميم: جهاز استشعار حيوي RI يعتمد على دليل التجويف. الهدف هو تحسين الحساسية وحد الكشف لهذه المستشعرات الحيوية وفقاً للمعايير الفيزيائية والهندسية. ركزت دراستنا على تأثير عدد الطبقات ، وزاوية الإثارة φ (°) ، وموقع الخلل في BIP في وضعي الإثارة (TE و TM) من أجل تسجيل التركيزات المختلفة لمحللول الجلوكوز. لإجراء هذه المحاكاة ، استخدمنا برنامج Rsoft CAD. المستشعر الحيوي حساس للغاية لتباين RI في طبقات الهواء، ويمكن تحسينه لتحقيق نطاق قياس واسع وحساسية عالية.

الكلمات الرئيسية: بلورات ضوئية أحادية البعد، مستشعر حيوي، فجوة ضوئية، RSoft CAD ، TE ، TM.

Sommaire

Dédicace	I
Remerciements	II
Résumé	III
Abstract	IV
الملخص	V
Sommaire	VI
Liste des figures et des Tableaux	IX
Liste des acronymes	XII
Introduction Générale	01

Chapitre I : Généralités sur les cristaux photoniques

I.1. Introduction.....	04
I.2. Structure de bande photonique et analogie électron-photon.....	04
I.3. Les cristaux photoniques.....	06
1.3.1 Cristal photonique unidimensionnel.....	07
1.3.2 Cristaux photoniques bidimensionnels.....	12
1.3.3 Cristaux photoniques tridimensionnels.....	13
I.4. Cavités à cristaux photoniques.....	14
I-5 Fabrication des cristaux photoniques.....	16
I.6. Conclusion.....	17
Références.....	18

Chapitre II : Les capteurs à cristaux photoniques

II.1. Introduction.....	20
II.2. Généralités sur les capteurs	20
II.2. Composants du capteur.....	22
II.3.1. Analyte.....	23

II.3.2. Unité de reconnaissance.....	23
II.3.3. Transducteur	24
II.3.3. Détecteur/Analyseur	25
II.4. Les biocapteurs	25
II.5. Bio-détection avec marquage	25
II.6. Bio-détection sans marquage	26
II.7. Performances d'un biocapteur	27
II.7.1. Sensibilité globale	27
II.7.2. Résolution	28
II.7.3. Limite de détection	29
II-8 Fondamentaux des propriétés optiques.....	29
II.9. Miroirs diélectriques et réflecteurs de Bragg	31
II.10. Principes de la bio-détection à base de cristaux photoniques.....	33
II.11. Conclusion	36
Références	37

Chapitre III: Design d'un biocapteur hautement sensible pour le glucose basé sur CPh 1D à nanocavité

III.1. Introduction.....	38
III.2. Théorie et principe de la méthode RCWA	40
III.3. Etude théorique de la BIP dans les CPhs 1D	41
III.4. Influence de nombre de couches sur la largeur de la BIP.....	43
III.5. Effet d'angle d'excitation sur la largeur de la BIP.....	44
III.5. Effet d'emplacement d'un défaut sur la BIP.....	47
III.6. Design d'un biocapteur hautement sensible pour le glucose basé sur CPh 1D à nanocavité	49
III.6.1. Présentation générale de biocapteur.....	49
III.7. Conclusion.....	55
Références.....	56

Chapitre IV: Capteur thermique haute sensibilité de structure CPh 1D à base de cavité a cristaux liquides

IV.1. Introduction.....	58
IV.2. Généralités sur les Cristaux Liquides	58
IV.3. La Biréfringence.....	59
IV.4. Structure moléculaire et composition chimique d'une cellule CL.....	60
IV-5. Cristaux liquides thermotropes.....	60
IV-5.1. Phase nématique.....	61
IV.6. Propriétés physiques des CL dans les champs externes.....	63
IV.6.1. Effet de champ électrique.....	63
IV.7. Théorie et principe.....	66
IV.8. Résultats et discussions.....	68
IV.9. Conclusion.....	75
Références.....	76
Conclusion générale.....	81

Liste des figures et des Tableaux

Fig I-1 : Analogie entre les ondes électroniques dans un potentiel périodique et les ondes lumineuses dans un environnement diélectrique variant périodiquement.

Fig.I.2 : Cristaux photoniques en (a) 1D, (b) 2D et (c) 3D, D étant la dimension. Les régions grises et blanches ont des indices de réfraction différents et ne sont pas nécessairement de la même taille. Λ est la périodicité. Le cristal photonique 1D en (a) est le réflecteur de Bragg bien connu, un empilement diélectrique.

Fig I.3 (a) Relation de dispersion, ω vs. k , pour les ondes dans un CPh 1D le long de l'axe z . Il existe des modes autorisés et des modes interdits. Les modes interdits se produisent dans une bande de fréquences appelée bande interdite photonique. (b) Le cristal photonique 1D correspondant à (a), et les points correspondants S1 et S2 avec leurs profils d'ondes stationnaires à ω_1 et ω_2 .

Fig I.4 Structure schématique d'un cristal photonique bidimensionnel. (a) Pour le type à tige diélectrique. (b) Pour le type à trou d'air.

Fig I.5 Structure schématique d'un cristal photonique tridimensionnel construit par empilement de tiges diélectriques.

Fig I-6 : Illustration schématique des défauts ponctuels et linéaires dans un cristal photonique.

Fig I-7. (a) Schémas d'une nanocavité à cristal photonique 1D, (b) distribution de champ du mode de résonance de la nanocavité 1D, (c) rapport simulé du taux de PL dans la cavité (d) spectre de photoluminescence expérimental de la nanocavité.

Fig II-1 : Schéma d'un capteur générique avec les unités essentielles.

Fig II-2. (a) Illustration schématique du principe du miroir diélectrique avec de nombreuses couches à indice de réfraction élevé et faible.

Fig II-3 : Réflexion, transmission et absorption provoquées lorsqu'un rayon lumineux tombe sur un cristal

Fig. II-4 Conception et réponse optique de cristaux photoniques (CPh) simples. **(a)** Un réflecteur de Bragg constitué d'une alternance d'indices de réfraction faible et élevé de couches diélectriques. A des longueurs d'onde spécifiques, les réflexions des couches consécutives interfèrent de manière constructive les unes avec les autres et entraînent une réflexion totale. **(b)** Le spectre de réflexion d'un réflecteur de Bragg. Le réflecteur a une région de bande interdite photonique comme indiqué par une flèche dans les

longueurs d'onde du proche infrarouge. **(c)** La structure de la bande photonique d'un CPh-1D.

Fig III-1 : Système de film multicouche (CPh-1D).

Fig . III-2 : Représentation de la structure CPh-1D

Fig. III-3 : la Courbe de spectre de transmission du cristal photonique 1D qui est constitué de couches de Si intermédiaires avec des cavités d'air.

Fig. III- 4: Transmission en fonction de la longueur d'onde pour cinq cas de nombre de couches.

Fig . III.5. La largeur de la BIP en fonction du nombre de couches.

Fig.III.6. Transmission du mode TM en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'excitations.

Fig .III.7. La largeur de la BIP en fonction d'angle d'excitation $\varphi(^{\circ})$ du mode TM.

Fig. III.8. Transmission du mode TE en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'excitations.

Fig .III.9 .La largeur de la BIP en fonction d'angle d'excitation $\varphi(^{\circ})$ du mode TE.

Fig .III.10. CPh 1D (Si / Air) avec couche de défaut d'air centrale.

Fig .III.11. effet d'emplacement d'un défaut sur la bande interdite photonique.

Fig III-12: Transmission de la nanocavité d'air CPh 1D pour $d_{Si}=0,10\text{ m}$ et $d_{air}=0,20\text{ m}$. Différents modes oscillent pour une largeur de défaut d'air central (D) de 400 à 900 nm (de gauche à droite).

Fig III-13 : CPh unidimensionnelle à Nanocavité.

Fig III-14: Spectres de transmission TE du biocapteur CPh 1D proposé avec des largeurs de défaut : (a) $D=500\text{ nm}$, (b) $D=600\text{ nm}$, (c) $D=700\text{ nm}$, (d) $D=800\text{ nm}$, (e) $D=900\text{ nm}$ et (f) $D=1000\text{ nm}$.

Fig III-5: Le décalage de la longueur d'onde de résonance en fonction de la concentration en glucose à différentes valeurs de largeur de défaut D dans le cas du mode TE.

Fig III-16: Effet du nombre de périodes (Si/air) N sur la sensibilité (ligne noire) et le QF (ligne bleue).

Fig.IV-1 : Alignement moyen des molécules pour les phases solide, cristal liquide anisotrope et liquide isotrope.

Fig IV-2 : Illustration de trois cristaux liquides thermotropes : nématique, smectique et cholestérique.

Fig IV.3 Schéma de principe de l'alignement de phase CL nématique

Fig. IV-4. Composition chimique du mélange de cristaux liquides nématiques E7.

Fig. IV.5 L'effet d'un champ électrique sur les molécules CL avec (a) un $\Delta\epsilon$ positif et (b) un $\Delta\epsilon$ négatif

Fig IV-6. Coupe transversale de la couche de défaut centrale CL-N de la structure CPh-1D.

Fig IV-7. Schéma de principe de fonctionnement du N-CL. Aux (a) $\theta = 0^\circ$ et (b) $\theta = 90^\circ$ de la structure de microcavité CPh-1D.

Fig IV-8. Transmission de la cavité d'air à cristal photonique 1-D avec $W_{si} = 0,1 \mu\text{m}$ et $W_{air} = 0,2 \mu\text{m}$. Pour des longueurs de cavité de $1,4$ à $1,8 \mu\text{m}$, différents modes oscillent (de gauche à droite).

Fig. IV-9 Le décalage de la longueur d'onde de résonance en fonction de la température dans le cas du mode TE.

Fig IV-10. Le facteur de qualité et la sensibilité en fonction de la largeur des cristaux liquides pour le mode TE.

Tableau III-1: Le changement de sensibilité du biocapteur CPh-1D suggéré avec différentes valeurs de la largeur du défaut D.

Tableau III-2. Comparaison du capteur proposé avec différentes conceptions CPh.

Liste des acronymes

Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé quelques abréviations dont nous rappelons la signification ci-dessous :

λ : Longueur d'onde.

Λ : Période du cristal photonique.

n : Indice de réfraction.

n_{eff} : Indice de réfraction effectif

ω : la pulsation

k : Vecteur d'onde.

C : Célérité de la lumière dans le vide.

ε : Permittivité diélectrique.

BIP : Bande Interdite Photonique.

CPh : Cristal Photonique.

ZB : Zone de Brillouin (ZB)

TE : Transverse Electric.

TM : Transverse Magnetic.

SPR : Résonance par Plasmon de Surface

LD : limite de détection

Q : facteur de qualité

S : sensibilité du capteur

$\vec{H}$: Vecteur du champ électrique.

$\vec{E}$: Vecteur du champ magnétique.

IR: Indice de Réfraction.

CLN : cristal liquide nématique.

Introduction Générale

L'augmentation des besoins industriels dans le domaine de l'optoélectronique (interconnexions optiques, sécurité, télécommunications, capteurs, biomédical, ...)[1-3], amène à rechercher de meilleures solutions pour obtenir des composants optiques (passifs et actifs) présentant de hautes résolutions spatiales et spectrales dont les dimensions et la consommation sont toujours de plus en plus réduites. En particulier, les capteurs optiques intégrés sur puce offrent un fort potentiel pour le développement des transducteurs génériques, compatibles avec la détection parallèle et sur une gamme spectrale qui peut être ajustée [4,5].

Dans ce contexte, de nombreuses structures issues de l'optique intégrée ont été proposées. Notamment, les propriétés optiques remarquables des cristaux photoniques (CPHs) ont conduit à la conception de nouveaux dispositifs photoniques visant des applications dans divers secteurs de l'industrie et de hautes technologies.

Les cristaux photoniques (CPHs) sont des matériaux nanostructurés dans lesquels on a créé une alternance périodique des indices de réfraction. Suivant le type de structuration, on distingue des CPHs unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) ou tridimensionnels (3D). La plupart des recherches mettent à profit la bande interdite photonique mais les propriétés originales des bandes de transmission peuvent être aussi utilisées. Connus depuis longtemps, les CPHs font toujours l'objet de nombreuses études et développements en vue d'applications pratiques importantes, parmi lesquelles on peut citer la construction de miroirs à très haute réflectivité, très utiles pour l'amélioration de l'émission de lumière par les lasers, la construction de guides d'ondes à faible perte permettant de canaliser la lumière dans les dispositifs optoélectroniques utilisés en télécommunications, le piégeage de la lumière dans les cellules solaires, et récemment, la conception miniaturisée des capteurs de grande sensibilité [5-7].

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, leur haute sensibilité spectrale et leur intégration possible dans les MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems). Pour ces raisons, plusieurs auteurs ont déjà montré la capacité

des cristaux photoniques pour détecter de petites variations de l'indice de réfraction des gaz et des liquides chimique et biomédicale. Ces dernières années, le domaine des biocapteurs a connu un développement remarquable sous la pression de trois facteurs principaux:

- le besoin en capteurs fiables qu'entraîne la croissante sévérité des normes dans le domaine biochimique (pharmacie, monitoring médical).
- la généralisation de l'automatisation dans le génie des procédés.
- la recherche du moindre coût dans le domaine de l'analyse biomédical.

Rien que pour le secteur biomédical, les biocapteurs génèrent des attentions et des investissements considérables. Les phénomènes et les connaissances mis en œuvre couvrent la plupart des disciplines scientifiques et techniques à des stades de développement très avancés. À l'heure actuelle, la finalisation de tels dispositifs est encore freinée par des verrous technologiques, même si ceux-ci sont en passe d'être levés.

De nos jours, Les capteurs d'indice de réfraction (RI) représentent la classe la plus répandue des capteurs à base de CPh-1D. Une grande partie des composants photoniques reposent sur les technologies du Silicium Sur Isolant SOI (Silicon On Insulator) et du silicium, car elles sont compatibles avec les techniques de fabrication de la microélectronique permettant en particulier d'envisager des productions massives à faible coût des micro-dispositifs. Les propriétés optiques des composants photoniques unidimensionnels reposent sur les technologies SOI, les rendent particulièrement adaptés à la réalisation de capteurs optiques. C'est dans cette finalité que ce travail de thèse s'inscrit, tout en exploitant une nouvelle approche conceptuelle permettant la conception des capteurs RI à base de cristaux photoniques unidimensionnels en silicium (technologies SOI). Nous avons utilisé les logiciels de simulation DiffractMOD développés par Rsoft, basés sur la méthode RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis).

Le présent manuscrit est structuré en quatre chapitres repartis comme suit :

Le premier chapitre a été consacré à la présentation des brefs historiques et la définition des cristaux photoniques, et leurs caractéristiques. Nous envisagerons ensuite les différentes classes des cristaux photoniques.

Le deuxième chapitre est consacré aux différents types de biocapteurs ainsi que les techniques convenables avec lesquels nous avons choisi de travailler pour développer de nouveaux biocapteurs.

Le troisième chapitre présente une étude de capteur de Glucose et regroupe l'ensemble des résultats obtenu par le logiciel de simulation RSOFTEAD.

Le Quatrième chapitre présent une étude de capteur de température utilisant les cristaux liquides comme couche active et les résultats obtenus. En fin une conclusion générale et perspective.

Références

- [1] L. C. Kimerling "Photons to the rescue: microelectronics becomes microphotonics" Electrochem. Soc. Interface 9, 28 (2000)
- [2] G. E. Moore "Cramming more components onto integrated circuits Electronics" 38, 8 (1965)
- [3] J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, and J. N. Winn, « Photonic crystals: Molding the FLOW of light», Princeton Univ. Press, (1995)
- [4] Yablonovitch E "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics" Phys. Rev. Lett. 58 2059 (1987)
- [5] John S "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices" Phys. Rev. Lett. 58 2486 (1987)
- [6] E. Yablonovitch, "Photonic crystals: What's in a name?," *Opt. Photon. News*, 18, 12, (2007).
- [7] S.O. Kasap, Ravindra Kumar Sinha "Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices" Pearson Education (2013).

Chapitre I

Généralités sur les Cristaux Photoniques

I-1 Introduction

Lorsque la lumière pénètre dans la matière, son champ électromagnétique interagit avec le champ électromagnétique localisé des atomes. Le résultat est que si et quand la lumière émerge de la matière, ses caractéristiques et ses propriétés peuvent ne pas être les mêmes. La façon dont la lumière est affectée par la matière dépend de la force du champ de la lumière, de sa longueur d'onde et de la matière elle-même. De plus, les influences externes sur la matière, telles que la température, la pression et d'autres champs externes (électriques, magnétiques), influencent l'interaction de la lumière avec la matière. L'interaction de la lumière avec la matière peut être indésirable, mais elle peut également être mise à profit pour construire des dispositifs optiques.

Les cristaux photoniques sont des structures diélectriques périodiques avec un indice de périodicité de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière. Ils apparaissent comme un élément clé de nombreuses applications en nanotechnologie qui impliquent le contrôle du flux de lumière. Dans ce chapitre, les principes physiques de base et les applications des cristaux photoniques sont présentés.

I-2 Structure de bande photonique et analogie électron-photon

Les matériaux semi-conducteurs utilisant des électrons comme supports d'information sont la pierre angulaire d'une révolution qui se poursuit à ce jour dans l'électronique à l'état solide. Les performances des circuits intégrés ont augmenté de façon exponentielle à un rythme de plus de deux ordres de grandeur par décennie à mesure que les largeurs de grille des transistors ont diminué [1]. Ceci est conforme à la loi de Moore qui stipule que le nombre de transistors pouvant être placés à peu de frais sur un circuit intégré double environ tous les 2 ans [2]. En même temps, cependant, un goulot d'étranglement apparaît entre la vitesse de commutation d'un transistor et le délai de propagation entre de tels composants. Même la vitesse fournie par l'utilisation d'interconnexions en cuivre avec une faible gaine diélectrique ne devrait pas correspondre au taux de retrait du dispositif sans introduire des coûts plus élevés et une complexité de fabrication. Bien que les fibres optiques à large bande passante utilisant des photons comme supports d'informations puissent fonctionner sur de grandes

distances, les signaux photoniques nécessitent actuellement un traitement électronique à chaque nœud du circuit. Par conséquent, en fin de compte, des interconnexions optiques directes devront être fabriquées à partir de matériaux capables de localiser et de guider la lumière. Cet effet peut être fourni par des cristaux photoniques (CPh), également connus sous le nom de matériaux à bande interdite photonique (PBG).

Quel type de matériau peut nous permettre de contrôler totalement la propagation de la lumière ? Pour répondre à cette question, nous nous appuyons sur une analogie avec nos matériels électroniques à succès. Un cristal est un arrangement périodique d'atomes ou de molécules. Le motif avec lequel les atomes ou les molécules se répètent dans l'espace est le réseau cristallin. Le cristal présente un potentiel périodique à un électron se propageant à travers lui, et les constituants du cristal et la géométrie du réseau dictent les propriétés de conduction du cristal.

La théorie de la mécanique quantique dans un potentiel périodique explique ce qui était autrefois un grand mystère de la physique : dans un cristal conducteur les électrons se propagent sous forme d'ondes et que les ondes qui répondent à certains critères peuvent traverser un potentiel périodique sans se disperser (bien qu'elles soient dispersées par des défauts et des impuretés).

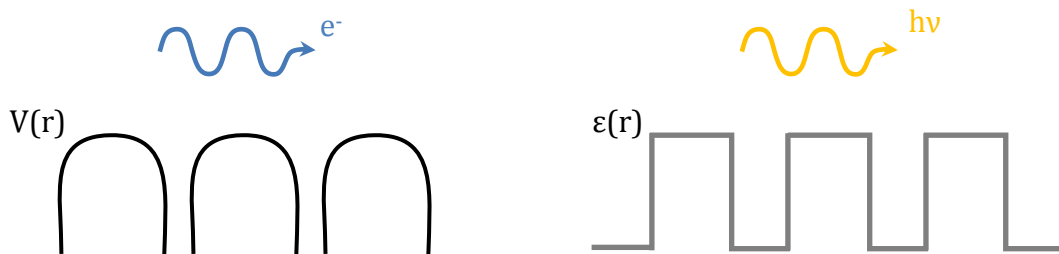


Fig I-1 : Analogie entre les ondes électroniques dans un potentiel périodique et les ondes lumineuses dans un environnement diélectrique variant périodiquement.

Mais surtout, le réseau peut également interdire la propagation de certaines ondes. Il peut y avoir des **gaps** dans la structure de la bande d'énergie du cristal, ce qui signifie qu'il est interdit aux électrons de se propager avec certaines énergies dans certaines directions. Si le potentiel du réseau est suffisamment fort, l'écart peut s'étendre pour couvrir toutes les directions de propagation possibles, ce qui donne une bande interdite complète. Par exemple, un semi-conducteur a une bande interdite complète entre les bandes d'énergie de valence et de conduction [3].

L'analogie optique est le cristal photonique, dans lequel les atomes ou molécules sont remplacés par des milieux macroscopiques avec des constantes diélectriques différentes, et le potentiel périodique est remplacé par une fonction diélectrique périodique (ou, de manière équivalente, un indice de réfraction périodique). Si les constantes diélectriques des matériaux dans le cristal sont suffisamment différentes et si l'absorption de la lumière par les matériaux est minimale, alors les réfractions et les réflexions de la lumière de toutes les différentes interfaces peuvent produire plusieurs des mêmes phénomènes pour les photons (lumière modes) que le potentiel atomique produit pour les électrons. Une solution au problème de contrôle et de manipulation optique est donc un cristal photonique, un milieu diélectrique périodique à faible perte. En particulier, nous pouvons concevoir et construire des cristaux photoniques avec des bandes interdites photoniques, empêchant la lumière de se propager dans certaines directions avec des fréquences spécifiées (c'est-à-dire une certaine gamme de longueurs d'onde, ou "couleurs", de lumière). Le cristal peut permettre la propagation de manière anormale et utile.

I-3 Les cristaux photoniques

Un cristal photonique est défini comme une structure diélectrique périodique avec une périodicité d'indice de réfraction de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière localisée. Ces structures ont été décrites pour la première fois par Yablonovitch [4] et John [5] en 1987. Depuis lors, le nombre de publications liées aux CPh a été explosif. Images schématiques en une, deux et trois dimensions (1D, 2D et 3D)

Le miroir diélectrique, ou le réflecteur de Bragg est un empilement de couches alternées de matériau à indice de réfraction élevé et faible de manière périodique. La variation périodique unidimensionnelle de l'indice de réfraction n de la figure I.2 représente l'une des structures périodiques les plus simples au sein d'une classe générale de matériaux optiques appelés cristaux photoniques. Un cristal photonique (CPh) est un matériau qui a été structuré pour posséder une modulation périodique de l'indice de réfraction n , de sorte que la structure influence la propagation et le confinement de la lumière en son sein.

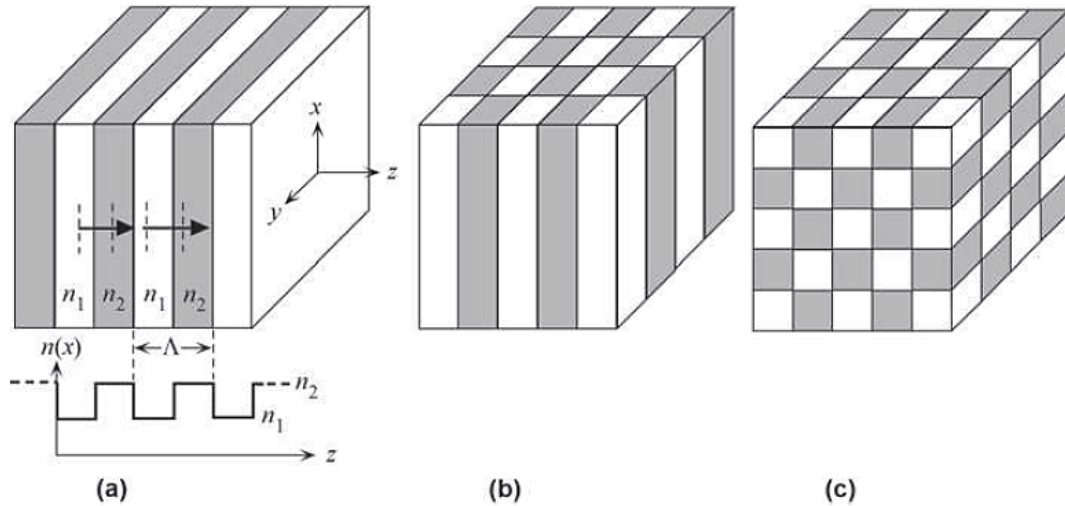


Fig.I.2 Cristaux photoniques en (a) 1D, (b) 2D et (c) 3D, D étant la dimension. Les régions grises et blanches ont des indices de réfraction différents et ne sont pas nécessairement de la même taille. Λ est la périodicité. Le cristal photonique 1D en (a) est le réflecteur de Bragg bien connu, un empilement diélectrique.

La périodicité peut être unidimensionnelle (1D), bidimensionnelle (2D) ou tridimensionnelle (3D); Les figures I.2 (a) à (c) illustrent des cristaux photoniques simples 1D, 2D et 3D à titre d'exemples. En effet, on peut construire des structures assez compliquées qui ont des propriétés optiques très intéressantes.

I.3.1 Cristal photonique unidimensionnel

Le miroir diélectrique ou le réflecteur de Bragg peut être considéré comme l'un des cristaux photoniques 1D les plus simples. [6] Pour que la structure influence la propagation de l'onde EM, elle doit diffracter l'onde, ce qui signifie que l'échelle des variations périodiques doit être sur l'échelle de longueur d'onde. Comme le montre la figure I-3, le CPh-1D a une bande de fréquences sur laquelle il réfléchit la lumière et, inversement, il existe une bande d'arrêt sur laquelle aucune transmission n'est possible à travers l'empilement diélectrique. Il existe une bande de fréquences qui représente des ondes qui ne sont pas autorisées à traverser cette structure périodique dans le sens de variation de l'indice de réfraction, selon z sur la figure I.2 ; cette bande est appelée bande interdite optique ou photonique.

La variation périodique de n sur la figure I.2 est normalement supposée s'étendre indéfiniment, alors qu'en pratique, les CPhs ont une taille finie, par exemple un certain

nombre de couches dans le miroir diélectrique, non infini. Comme dans les cristaux normaux, les structures périodiques de la figure I.2 ont une cellule unitaire, qui se répète pour générer l'ensemble du réseau, c'est-à-dire l'ensemble de la structure cristalline. Pour le CPh 1D de la Figure I.2 (a), par exemple, deux couches adjacentes, $n_1 n_2$, forment la cellule unitaire. Nous pouvons déplacer cette cellule unitaire le long de z d'une distance Λ , la période (ou périodicité), plusieurs fois pour générer l'ensemble du cristal photonique 1D [7].

La périodicité d'un cristal photonique implique que toute propriété à un emplacement z sera la même à $z \pm \Lambda$, $z \pm 2\Lambda$ et ainsi de suite ; c'est-à-dire qu'il existe une symétrie translationnelle le long de z (en 1D).

Les ondes EM autorisées à se propager le long de z à travers la structure périodique sont appelées les modes du cristal photonique. Elles ont une forme d'onde spéciale qui doit supporter la périodicité de la structure, et sont appelées ondes de Bloch. Une telle onde pour le champ E_x , par exemple, a la forme

$$E_x(z, t) = A(z) \exp(-jkz) \quad (I - 1)$$

Qui représente une onde progressive le long de z et $A(z)$ est une fonction d'amplitude qui a pour périodicité de la structure, c'est-à-dire qu'elle est périodique le long de z avec une période. $A(z)$ dépend de la fonction d'indice de réfraction périodique $n(z)$, le mouvement des électrons dans un cristal semi-conducteur est également décrit par des ondes de Bloch (fonctions d'onde électroniques).

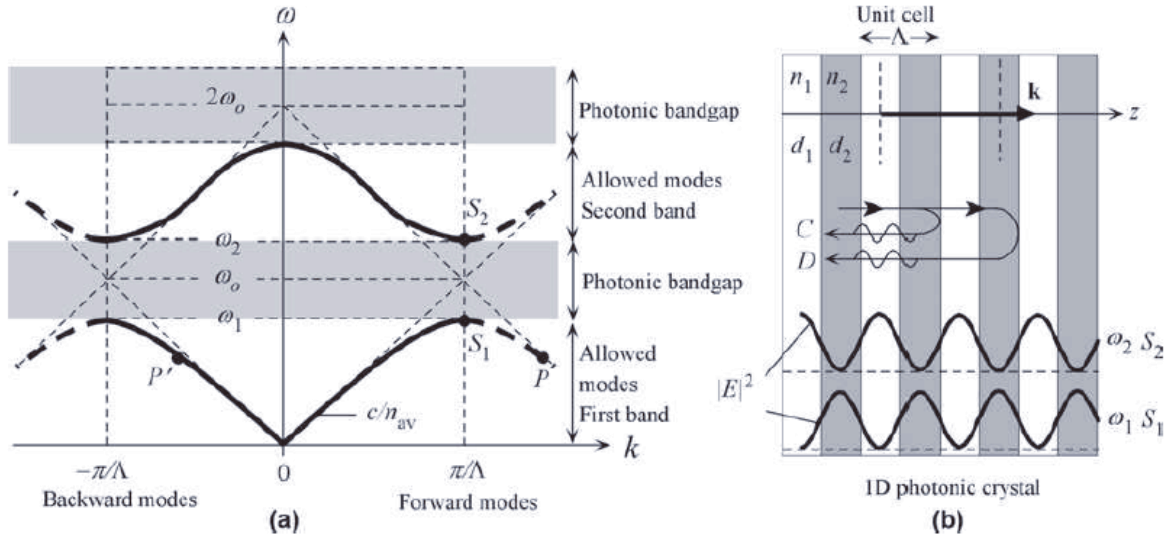


Fig 1.3 (a) Relation de dispersion, ω vs. k , pour les ondes dans un CPh 1D le long de l'axe z . Il existe des modes autorisés et des modes interdits. Les modes interdits se produisent dans une bande de fréquences appelée bande interdite photonique. (b) Le cristal photonique 1D correspondant à (a), et les points correspondants S_1 et S_2 avec leurs profils d'ondes stationnaires à ω_1 et ω_2 .

Comme dans le cas du miroir diélectrique, le CPh-1D possède une bande de fréquences sur laquelle il ne peut y avoir de propagation selon z . Dans un milieu homogène d'indice de réfraction n , la relation entre la fréquence ω et la constante de propagation k est simple, c'est-à-dire

$$\frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} \quad (I - 2)$$

Où k est la constante de propagation à l'intérieur du milieu. Le comportement de dispersion du milieu, c'est-à-dire que ω vs k est une droite avec une pente c/n . La caractéristique de dispersion d'un CPh-1D pour les ondes le long de z dans la Figure I.2 (a) est montrée dans la Figure 1.3 (a). Nous remarquons plusieurs caractéristiques importantes. Aux basses fréquences (grandes longueurs d'onde), les ondes se propagent comme si elles se trouvaient dans un milieu homogène avec une vitesse de phase constante (ligne droite en pointillés). Comme prévu, il existe une bande de fréquences $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ (entre S_1 et S_2) sur laquelle aucune propagation selon z n'est autorisée, qui est une bande interdite photonique selon z . L'ensemble des courbes ω vs k est périodique en k de période $2\pi/\Lambda$. Le point P' est équivalent à P car $k = k' + (2\pi/\Lambda)$. Nous

n'avons qu'à considérer les k -valeurs de $-\pi/\Lambda$ à π/Λ . Cette région est appelée la première zone de Brillouin.

Aux basses fréquences ou aux longues longueurs d'onde (petites valeurs de k) sur la figure I.3 (a), la longueur d'onde est tellement plus longue que les variations de n que l'onde de propagation subit essentiellement un indice de réfraction moyen, n_{av} , c'est-à-dire $(n_1 + n_2)/2$ si les couches n_1 et n_2 ont la même épaisseur, et se propage à travers la structure comme si la structure était un milieu homogène avec un certain indice de réfraction effectif, n_{av} . Sa vitesse de phase est ω/k , qui est c/n_{av} , et sa vitesse de groupe, la pente de la caractéristique ω vs k , est la même que c/n_{av} , dans cette région (en ignorant la dépendance de la longueur d'onde de n_1 et n_2). Lorsque la longueur d'onde diminue (ω augmente), les réflexions partielles des ondes sur les frontières deviennent importantes et interfèrent avec la propagation. A des longueurs d'onde suffisamment petites, la diffraction devient importante car toutes ces ondes partiellement réfléchies interfèrent les unes avec les autres et donnent lieu à une réflexion importante. Finalement, une longueur d'onde critique (correspondant à ω_1) est atteinte où les ondes deviennent complètement diffractées ou réfléchies vers l'arrière.

Une onde se déplaçant vers l'arrière (dans la direction $-z$) subit la même réflexion. Ces ondes diffractées vers l'avant et vers l'arrière donnent naissance à une onde stationnaire dans la structure ; en effet, seuls ces derniers peuvent exister et les ondes ne peuvent pas se propager, c'est-à-dire voyager librement.

Considérez ce qui se passe lorsque des réflexions telles que C et D de deux cellules unitaires successives interfèrent de manière constructive et donnent lieu à une onde diffractée vers l'arrière (réfléchi) comme illustré à la Figure I.3 (b). Les réflexions de deux cellules unitaires successives doivent être en phase pour une réflexion complète. Cela signifie que la différence de phase entre C et D $(2\pi/\lambda)(2n_1d_1 + 2n_2d_2)$ doit être de $2m\pi$, où $m = 1, 2, \dots$ est un entier. Si nous définissons :

$$n_{av} = \left(\frac{n_1 d_1 + n_2 d_2}{\Lambda} \right) \quad (I - 3)$$

$$k = n_{av} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \quad (I - 4)$$

Alors la réflexion se produit lorsque $2k\Lambda = 2m\pi$, c'est-à-dire $k = m\pi/\Lambda$. Ce sont les vecteurs d'onde ou les constantes de propagation des ondes qui ne peuvent pas se

propager. Les ondes subissent une réflexion de Bragg en 1D. Que deviennent ces ondes diffractées ?

Les ondes diffractées dans les directions $+z$ et $-z$ créent une onde stationnaire dans la structure. Si nous écrivons les deux ondes réfléchies dans des directions opposées comme $A\exp(jkz)$ et $A\exp(-jkz)$ elles s'additionneront comme $A\exp(jkz) \pm A\exp(-jkz)$, ce qui montre qu'il y a deux possibilités S_1 et S_2 . L'une d'entre elles, S_1 , a l'essentiel de son énergie à l'intérieur des couches n_2 à haut indice de réfraction, et a donc une fréquence ω_1 inférieure. S_2 a la majeure partie de son énergie dans les couches n_1 et a une fréquence plus élevée ω_2 ; ceux-ci sont illustrés à la Figure I.3 (b). Il n'y a pas d'ondes dans l'intervalle $\omega_2 - \omega_1$, que nous connaissons sous le nom de bande interdite photonique (PBG). La bande interdite $\omega = \omega_2 - \omega_1$ augmente linéairement avec la différence d'indice $n = n_2 - n_1$.

Il est clair que le cristal 1D présente une bande interdite photonique pour la propagation de la lumière le long de z . Il devrait également être évident qu'il n'y aurait pas de PBG pour la propagation le long de la direction x et y le long de laquelle il n'y a pas de n -variations périodiques. Puisque nous pouvons résoudre n'importe quel vecteur k le long des directions x , y et z , il n'y a globalement pas de PBG net pour la propagation de la lumière dans un CPh 1D. Le PBG pour un cristal 1D est appelé un pseudo PBG [8].

Les idées ci-dessus peuvent être facilement étendues aux structures périodiques 2D et 3D. Encore une fois, en principe, il n'y a pas de PBG complet dans le CPh-2D. Dans le cas de structures périodiques 3D, il y aurait des bandes interdites photoniques le long des directions x , y et z , et pour les polarisations de différence du champ électrique. Si le contraste d'indice de réfraction et la périodicité dans la structure 3D sont tels que ces bandes interdites photoniques se chevauchent dans toutes les directions et pour toutes les polarisations de la lumière, la plage de fréquences de chevauchement ν devient une bande interdite photonique complète dans toutes les directions pour toutes les polarisations de la lumière - aucune lumière ne peut se propager à travers cette structure.

I.3.2 Cristaux photoniques bidimensionnels

Les cristaux photoniques bidimensionnels possèdent la périodicité diélectrique dans deux directions indépendantes, par exemple, les directions d'axe X et Y. Les cristaux photoniques bidimensionnels ont deux types de configurations : le type à tige diélectrique et le cristal photonique à trou d'air. La structure schématique d'un cristal photonique bidimensionnel est illustrée à la Figure I-4 (a). Des cristaux photoniques bidimensionnels de type tige diélectrique sont construits par des réseaux périodiques de tiges diélectriques à indice de réfraction élevé intégrés dans le matériau de fond à faible indice de réfraction. La fonction diélectrique du cristal photonique est distribuée périodiquement dans la direction perpendiculaire à l'axe des tiges diélectriques. Lorsqu'une onde électromagnétique est incidente le long du plan perpendiculaire aux tiges diélectriques, les états de propagation de l'onde électromagnétique seront contrôlés par l'effet de bande interdite photonique provenant d'une forte diffusion multiple et d'interférences à l'interface entre les tiges diélectriques et le matériau de fond à faible indice de réfraction.. L'onde électromagnétique incidente verra une distribution homogène de la fonction diélectrique lorsqu'elle est incidente dans la direction parallèle aux tiges diélectriques. Il n'existe donc aucun effet de bande interdite photonique pouvant influencer le processus de propagation de l'onde électromagnétique dans cette direction [9].

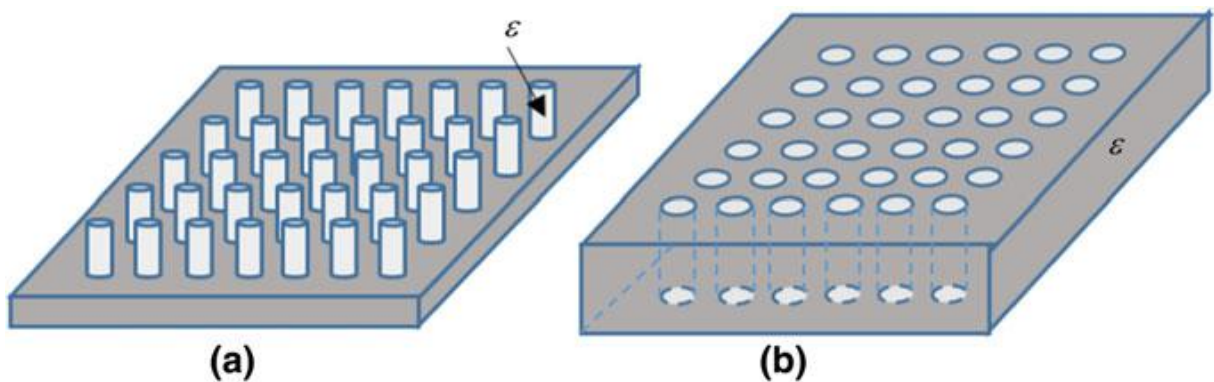


Fig I.4 Structure schématique d'un cristal photonique bidimensionnel. (a) Pour le type à tige diélectrique. (b) Pour le type à trou d'air.

Les cristaux photoniques bidimensionnels de type trou d'air peuvent être construits par des réseaux périodiques de trous d'air cylindriques intégrés dans un

matériau de fond à indice de réfraction élevé, comme illustré à la figure I-4 (b). La fonction diélectrique du cristal photonique est répartie périodiquement dans la direction perpendiculaire à la direction axiale des trous d'air. Lorsqu'une onde électromagnétique est incidente dans la direction perpendiculaire aux trous d'air, les états de propagation de l'onde électromagnétique seront contrôlés par l'effet de bande interdite photonique en raison de la forte diffusion multiple et des interférences à l'interface entre les trous d'air et le matériau de fond à indice de réfraction élevé [3].

L'onde électromagnétique incidente verra une distribution homogène de la fonction diélectrique lorsqu'elle est incidente dans la direction parallèle à l'axe des trous d'air. Il n'existe pas d'effet de bande interdite photonique pouvant influencer le processus de propagation de l'onde électromagnétique dans cette direction. Les propriétés de la bande interdite photonique d'un cristal photonique bidimensionnel sont principalement déterminées par les paramètres structurels du cristal photonique, le contraste de l'indice de réfraction entre le matériau diélectrique élevé et le matériau diélectrique faible, la structure des défauts et les propriétés de dispersion des matériaux diélectriques.

Pour des applications pratiques, le matériau diélectrique doit être transparent pour une onde électromagnétique incidente. Ou bien, la plupart des ondes électromagnétiques se propageant dans les cristaux photoniques seront fortement absorbées par les matériaux diélectriques.

1.3.3 Cristaux photoniques tridimensionnels

Les cristaux photoniques tridimensionnels ont la périodicité diélectrique dans les trois directions indépendantes, c'est-à-dire les directions d'axe X, Y et Z. Etant donné que la fonction diélectrique du cristal photonique tridimensionnel est répartie périodiquement dans trois directions indépendantes, il est possible qu'une onde électromagnétique incidente dans n'importe quelle direction souffre du contrôle de l'effet de bande interdite photonique [9].

On trouve que lorsque le contraste de la constante diélectrique est suffisamment élevé, une bande interdite photonique complète peut être atteinte dans un cristal photonique tridimensionnel. Une onde électromagnétique se propageant dans le cristal

photonique tridimensionnel sera contrôlée par la bande interdite photonique quelle que soit la direction vers laquelle elle se propage. Par conséquent, les états de propagation de l'onde électromagnétique peuvent être entièrement adaptés dans les trois dimensions en utilisant un cristal photonique tridimensionnel [3].

Contrairement aux cristaux photoniques unidimensionnels et bidimensionnels, le cristal photonique tridimensionnel a des configurations cristallines très diverses, telles que la structure cubique centrée sur la face (fcc), la structure cubique centrée sur le corps (bcc), la structure en diamant, etc. La cellule cristalline peut avoir différentes formes, y compris une sphère, une tige, un cube et un filament. La structure schématisée d'un cristal photonique tridimensionnel avec une structure couche par couche est illustrée à la Fig. I.5.

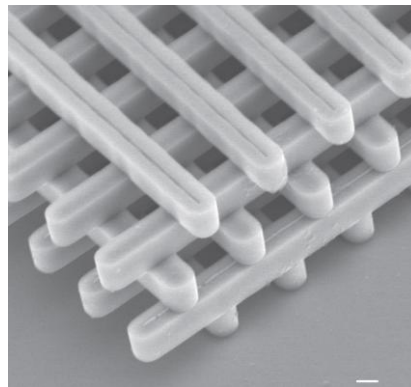


Fig I.5 Structure schématisée d'un cristal photonique tridimensionnel construit par empilement de tiges diélectriques.

I-4 Cristaux photoniques à cavités

Un aspect pratique important des CPhs, analogue aux cristaux semi-conducteurs, est l'importance des défauts. Les défauts ponctuels et linéaires qui se produisent dans les cristaux normaux se produisent également dans les CPhs. Ils sont intentionnellement introduits pour doter la structure du CPh de certaines propriétés optiques. Un défaut est une discontinuité dans la périodicité du CPh.

Par exemple, si on bouleverse la périodicité en supprimant une cellule unitaire, on crée un défaut dit ponctuel. Ce vide peut agir comme une cavité optique, piégeant le rayonnement EM dans la cavité. On peut bien sûr supprimer un groupe de cellules unitaires, ou modifier l'indice de réfraction sur quelques cellules unitaires, ce qui créerait une microcavité optique. Les défauts introduisent des modes

électromagnétiques localisés avec des fréquences dans la bande interdite photonique [3].

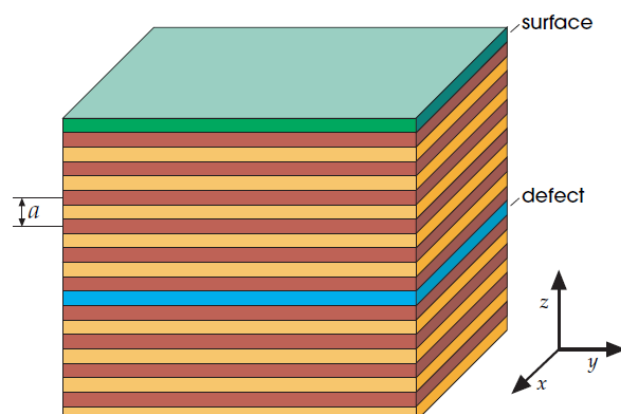


Fig I-6 : Illustration schématique des défauts linéaires dans un cristal photonique.

Les défauts peuvent étroitement confiner un mode de lumière dans un très petit volume de cavité. Nous pouvons également améliorer l'indice de réfraction localement, ce qui serait également classé comme un défaut ponctuel.

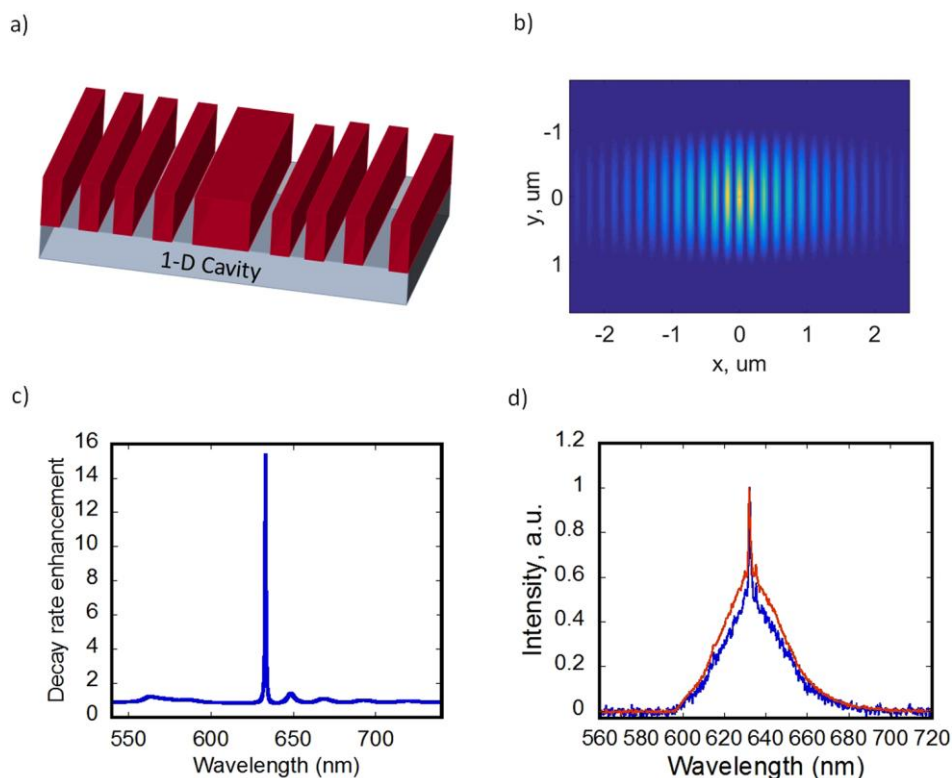


Fig I-7. (a) Schémas d'une nanocavité à cristal photonique 1D, (b) distribution de champ du mode de résonance de la nanocavité 1D, (c) rapport simulé du taux de PL dans la cavité (d) spectre de photoluminescence expérimental de la nanocavité [10].

Une cavité créée à l'intérieur d'un cristal photonique 1D présenté au Fig I-7 en supprimant la tranchée centrale [10]. Le profil de champ de mode simulé du mode de cavité électrique transverse (TE) est illustré sur la figure I-7(b). La cavité cristalline photonique crée une augmentation à la densité locale d'états optiques pour la longueur d'onde de résonance fig I-7 (c-d).

I-5 Fabrication des cristaux photoniques

Des échantillons de cristaux photoniques de haute qualité sont la base importante pour les recherches fondamentales et les applications pratiques des cristaux photoniques. Une grande attention a été accordée au développement de nouvelles techniques pour fabriquer des cristaux photoniques de haute qualité.

Les méthodes traditionnelles de fabrication de cristaux photoniques unidimensionnels reposent sur des techniques de croissance de film coûteuses, notamment la méthode d'épitaxie par faisceau moléculaire (MBE), la méthode de dépôt chimique en phase vapeur (CVD) et la méthode de dépôt par laser pulsé (PLD). Ces méthodes sont très compliquées et prennent du temps. Récemment, diverses méthodes pratiques ont été développées pour fabriquer des cristaux photoniques unidimensionnels, telles que la méthode de revêtement par centrifugation, la méthode sol-gel, etc. [11]. Cela permet de fabriquer très rapidement un cristal photonique unidimensionnel en utilisant non seulement des matériaux inorganiques mais également des matériaux polymères organiques.

La fabrication de cristaux photoniques bidimensionnels est plus compliquée que celle de cristaux photoniques unidimensionnels. La technologie de microfabrication coûteuse de l'industrie microélectronique peut être adoptée pour fabriquer des cristaux photoniques semi-conducteurs bidimensionnels de haute qualité [12]. La méthode de lithographie par holographie laser est également développée pour fabriquer des cristaux photoniques organiques bidimensionnels et des quasi-cristaux photoniques [13]. Des cristaux photoniques organiques bidimensionnels avec diverses structures de réseau compliquées peuvent être obtenus en utilisant le procédé de lithographie par holographie laser.

Réaliser des échantillons de grande taille et monocristallins de cristaux photoniques tridimensionnels reste un objectif et un rêve à long terme. La méthode traditionnelle d'auto-assemblage peut être adoptée pour obtenir des échantillons de grande taille de cristaux photoniques tridimensionnels constitués de nanoparticules de polystyrène ou de nanoparticules de dioxyde de silicium. Cependant, il existe un grand nombre de défauts structuraux dans le cristal photonique colloïdal tridimensionnel [14]. Récemment, la méthode d'écriture laser directe et la méthode de lithographie par holographie laser ont été développées pour fabriquer des cristaux photoniques tridimensionnels de haute qualité avec diverses structures de réseau [15]. Cependant, jusqu'à présent, c'est toujours un grand défi de réaliser des cristaux photoniques monocristallins de grande taille avec la bande interdite photonique complète.

I-6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les différents types des cristaux photoniques. Nous avons ensuite étudié les cristaux photoniques finis unidimensionnels, et comment se propagent des ondes dans CPh-1D. Et concernons aussi dans ce chapitre comment ouvrir la bande interdite d'un CPh-1D.

Références

- [1] L. C. Kimerling “Photons to the rescue: microelectronics becomes microphotonics” *Electrochem. Soc. Interface* 9, 28 (2000).
- [2] G. E. Moore “Cramming more components onto integrated circuits *Electronics*” 38, (1965).
- [3] J. D. Joannopoulos, R. D. Maede, and J. N. Winn, “Photonic crystals: Molding the Flow of light” Princeton Univ. Press, (1995).
- [4] E. Yablonovitch “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics” *Phys. Rev. Lett.* 58 2059 (1987).
- [5] S. John “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices” *Phys. Rev. Lett.* 58 2486 (1987).
- [6] E. Yablonovitch, “Photonic crystals: What’s in a name?,” *Opt. Photon. News*, 18, 12, (2007).
- [7] S. O. Kasap, Ravindra Kumar Sinha “Optoelectronics and photonics: Principles and Practices” Pearson Education (2013).
- [8] Y. S. Chan, C. T. Chan, and Z. Y. Liu. “Photonic band gaps in two dimensional photonic quasicrystals” *Phys. Rev. Lett.* 80(5):956–959 (1998).
- [9] G. Qihuang, H. Xiaoyong, “Photonic crystals principles and applications” CRC Press Taylor & Francis Group, (2013).
- [10] C. P. Hernandez, “Nanoimprinted High-Refractive Index Active Photonic Nanostructures Based on Quantum Dots for Visible Light”, *Scientific RePorTS*, (2017).
- [11] T. Komikado, S. Yoshida, S. Umegaki, “Surface-emitting distributed feedback dye laser of a polymeric multiplayer fabricated by spin coating,” *Appl. Phys. Lett.* 89, 061123, (2006).
- [12] N. Courjal, S. Benchabane, J. Dahdah, G. Ulliac, Y. Gruson, and V. Laude, “Acousto-optically tunable lithium niobate photonic crystal,” *Appl. Phys. Lett.* 96, 131103 (2010).
- [13] G. Q. Liang, W. D. Mao, Y. Y. Pu, H. Zou, H. Z. Wang, and Z. H. Zeng, “Fabrication of two-dimensional coupled photonic crystal resonator arrays by holographic lithography,” *Appl. Phys. Lett.* 89, 041902 (2006).
- [14] W. Lee, A. Chan, M. A. Bevan, J. A. Lewis, and P. V. B, “Nanoparticlemediated assembly of colloidal crystals on patterned substrates,” *Langmuir* 20, 5262–5270 (2004).

[15] D. Xia, J. Zhang, X. He, and S. R. J. Brueck, "Fabrication of threedimensional photonic crystal structures by interferometric lithography and nanoparticle self-assembly," *Appl. Phys Lett.* 93, 071105 (2008).

Chapitre II

Les capteurs à Cristaux Photoniques

II-1 Introduction

Les mesures de divers paramètres/analytes physiques, chimiques et biologiques tels que la pression, la température, le champ magnétique, le pH, les pesticides, les gaz, le glucose, l'urée, le cancer, etc. sont nécessaires pour diverses applications telles que la surveillance de l'environnement et de la santé, le contrôle des processus, et services publics d'électricité/centrales électriques. Les appareils utilisés pour mesurer ces paramètres sont appelés capteurs. Un travail considérable a été effectué sur le développement de capteurs à faible coût, compacts, sensibles et spécifiques à l'analyte. Leur progression au fil des décennies a atteint un rythme bien établi en raison de l'évolution rapide de la technologie et de la science.

Les capteurs sont nommés en fonction de la technique qu'ils utilisent pour la mesure des paramètres susmentionnés. La technique peut être optique, électrique, mécanique, électrochimique ou autre. Le présent Chapitre présente quelques notions générales sur les capteurs utilisant des techniques optiques.

II-2 Généralités sur les capteurs

Le capteur est un appareil qui détecte et analyse un paramètre en continu en fournissant une sortie d'une manière lisible par des humains ou des instruments contrôlables par l'homme de manière continue avec des possibilités de reproductibilité et de récupération. [1] En outre, dans un capteur, un changement d'une forme d'énergie d'entrée en un changement à valeur unique correspondant d'une autre forme d'énergie ou de la même forme a lieu. La sortie d'un capteur est généralement de nature électrique ou optique. Les capteurs de la décennie actuelle peuvent quantifier et qualifier la quasi-totalité des entités physiques, mécaniques, chimiques et biologiques.

Il y a beaucoup de choses que l'on attend d'un capteur. Premièrement, le capteur doit être insensible au changement des paramètres environnementaux externes tels que la température et l'humidité (pour les capteurs autres que la température et l'humidité) pour fournir des résultats invariables. Deuxièmement, l'attribution d'un capteur pour analyser un paramètre particulier dans un environnement naturel doit être faite en

tenant compte de sa capacité à résister aux conditions et aux changements atmosphériques difficiles, au domaine dans lequel le capteur est appliqué, à sa durée de vie, aux activités à distance et à la compatibilité en ligne avec de bons récupération. Compte tenu de tous ces aspects, les travaux rapportés dans la littérature jusqu'à présent ont conclu que la manière optique de commuter les changements est meilleure que les moyens électrochimiques et calorimétriques.

Dans les capteurs optiques, la méthode de conversion d'une forme d'énergie en une autre est optique ; cependant, le système peut utiliser d'autres domaines tels que l'ingénierie électrique, électronique, mécanique, biologique, nanostructurale, matérielle, biochimique, chimique et physique avec l'optique. Ainsi, le comportement polyvalent-intégré des capteurs optiques couvre un large domaine d'exigences.

Le système de détection optique, comme dans le cas de toutes les autres méthodes, comporte quatre unités de base. L'unité la plus importante est la source lumineuse du capteur qui doit être sélectionnée en fonction de la conception du système de capteur et de l'application vers laquelle il est orienté.

La deuxième unité est l'élément récepteur/reconnaissance du capteur qui interagit avec l'analyte (à détecter) et modifie ses propres propriétés optiques telles que l'indice de réfraction [2].

La modification des propriétés de l'unité de reconnaissance est déterminée par la troisième unité appelée transducteur. Le transducteur est l'unité qui convertit le changement des propriétés de l'unité de reconnaissance en un certain signal mesurable au moyen d'un phénomène de transduction optique.

Le paramètre mesurable du signal peut être l'intensité, la phase ou la longueur d'onde de la source lumineuse qui est détectée à l'aide d'un détecteur/analyseur qui est la quatrième et dernière unité d'un capteur.

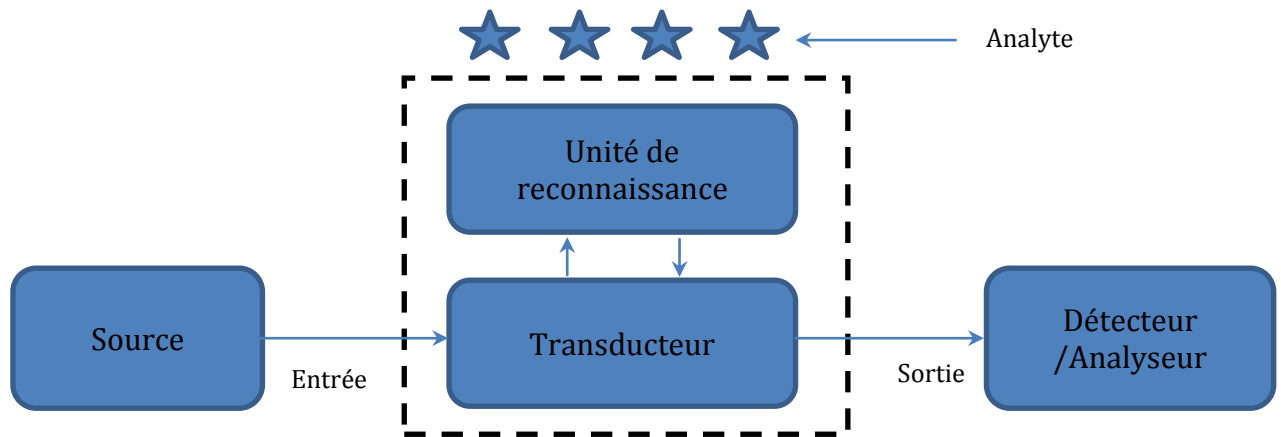


Fig II-1 : Schéma d'un capteur générique avec les unités essentielles.

La figure II.1 montre le schéma d'un capteur générique avec toutes les unités requises. Le fonctionnement de l'ensemble du système dépend du mécanisme ainsi que du principe de fonctionnement du capteur et également de son utilisation. Pour un système de détection basé sur un procédé optique, la variation de l'une des propriétés de la lumière telles que l'amplitude/intensité, la phase, la polarisation, la fréquence et la longueur d'onde due au changement du milieu de détection est analysée.

Le système de détection optique peut utiliser une lentille, un prisme, un miroir, un réseau, un objectif de microscope, un guide d'ondes, une fibre, etc. et une détection optique ainsi que des unités d'analyse. La détection dans un système optique peut être effectuée par des schémas de luminescence, de fluorescence et d'absorption. Les avantages de la détection optique comprennent l'immunité aux interférences électromagnétiques, les possibilités de disposition ponctuelle et distribuée avec multiplexage, la compatibilité et l'isolation électrique [3].

II-3 Composants du capteur

Le capteur peut être divisé en quatre composants : analyte, unité de reconnaissance, transducteur et analyseur.

Le fonctionnement du capteur est basé sur l'interaction de l'analyte à détecter avec l'unité de reconnaissance, ce qui modifie considérablement les caractéristiques du signal d'entrée qui est détecté à l'aide d'un transducteur, par une unité de détection ou un analyseur. L'analyte/l'échantillon peut être biologique (comme le glucose, le

cholestérol, les protéines, etc.), chimique (comme le pH, les ions métalliques, etc.) et environnemental (des gaz comme le CO₂, le CH₄, etc.).

L'unité de reconnaissance est le composant le plus important du capteur. L'analyte à détecter réagit avec l'unité de reconnaissance par une interaction prédéfinie [4]. De nombreux types de récepteurs naturels et artificiels ont été introduits par les chercheurs pour développer les dispositifs de détection. Le transducteur est le prochain composant saillant de l'unité de détection. Il est utilisé pour la conversion d'un type de signal en une autre forme, convertissant ainsi la concentration d'analyte en signal correspondant. L'analyseur ou le détecteur est la dernière mais essentielle partie de l'unité de détection. L'analyseur est nécessaire pour détecter/mesurer plusieurs types de signaux qui correspondent à la reconnaissance de l'analyte.

II-3-1 Analyte

Les analytes (échantillons) sont divers types d'éléments atmosphériques, chimiques et biologiques qui doivent être détectés. L'analyte peut être soit à l'état liquide, soit sous forme gazeuse. Selon le type d'analyte, les capteurs peuvent également être classés en capteurs chimiques, gaz ou biocapteurs. Divers gaz dangereux, polluants atmosphériques, déchets chimiques provenant des industries, éléments biologiques présents dans le sang/l'urine, nutriments et vitamines, pesticides, etc. sont les quelques exemples d'analytes devant être détectés. Plusieurs types de conditions ambiantes et de paramètres physiques tels que le pH, la température et la pression doivent également être détectés car ils jouent un rôle important dans les industries de fabrication de divers médicaments et dispositifs et doivent être surveillés pour la sécurité humaine et environnementale. Ainsi, ceux-ci peuvent également être considérés comme des analytes.

II-3-2 Unité de reconnaissance

L'unité de reconnaissance, généralement appelée récepteur, est la partie la plus importante de tout dispositif de détection car elle décide de la nature de l'interaction du capteur avec l'analyte et donc du résultat. Ceci est également appelé le "cœur d'un capteur". L'unité de reconnaissance ou le récepteur doit être sélectif et spécifique, tout en interagissant avec l'analyte cible à détecter. Il doit interagir avec l'analyte de manière

réversible, et spécifiquement sans aucune interférence d'autres analytes chimiques similaires à l'exception de l'analyte cible. Généralement, dans les capteurs, les récepteurs sont immobilisés sur la surface du transducteur, de sorte que le transducteur peut transformer l'interaction entre l'analyte et l'unité de reconnaissance en un signal de sortie lisible qui peut être analysé par l'analyseur. Par exemple, dans le cas des biocapteurs enzymatiques, l'enzyme qui interagit avec un analyte spécifique est le récepteur du capteur. Dans le cas de quelques capteurs physiques comme les capteurs de température et de pression, aucun récepteur n'est nécessaire car le fonctionnement du capteur est basé sur les propriétés physiques des matériaux utilisés dans la fabrication de la fibre/du transducteur [5].

II-3-3 Transducteur

Transducteur est un dispositif qui convertit un type de signal en une autre forme. Dans le cas des capteurs, le transducteur est l'unité qui aide à mesurer le changement des propriétés du récepteur en raison de son interaction avec l'analyte, en convertissant les changements en certains signaux lisibles. Dans les capteurs optiques, le signal lisible est le changement des paramètres de la lumière de sortie collectée par un détecteur/analyseur. Le phénomène par lequel cette conversion est effectuée est le phénomène de transduction qui peut être optique, électrique, etc. De plus, l'élément qui réalise le phénomène de transduction est appelé transducteur tel que les films métalliques, les nanoparticules, les fluorophores, etc. Généralement, la reconnaissance l'unité est immobilisée sur la surface du transducteur qui est sensible aux changements de ses propriétés de surface. Lorsque l'analyte interagit avec l'unité réceptrice, les propriétés optiques de l'unité réceptrice changent. Étant donné que le récepteur est immobilisé sur la surface du transducteur, les propriétés de la surface du transducteur changent et, en raison du mécanisme de transduction (tel que la résonance plasmonique de surface [SPR]), le changement du paramètre spécifique (tel que la transmission minimale à une longueur d'onde spécifique, la résonance longueur d'onde) est obtenue au niveau de l'unité de détection. Ainsi, la lumière issue de la source interagit avec le bloc transducteur optique et est collectée en sortie après avoir subi des modifications de ses paramètres. La modification de la valeur du paramètre spécifie l'interaction et la sensibilité de la surface du transducteur à l'analyte.

II-3-4 Détecteur/Analyseur

Après le fonctionnement du transducteur, la variation du signal est mesurée par le détecteur. Ceux-ci sont choisis en fonction du transducteur utilisé, par exemple, thermomètre pour mesurer la température, ampèremètre pour la mesure du courant, voltmètre pour l'observation de la tension, magnétomètre pour analyser le champ magnétique, wattmètre optique pour mesurer l'intensité lumineuse, etc [6].

Il existe différents types de détecteurs optiques tels que spectromètre, wattmètre optique, photodétecteur, dispositif à couplage de charge (CCD), fluorimètre, etc.

II-4 Les Biocapteurs

Le biocapteur est un dispositif qui est généralement conçu et fabriqué avec un élément de détection biologique incorporant un transducteur. Il génère un changement dans les caractéristiques du signal du transducteur ou de l'élément de bio-reconnaissance lors de l'exposition à un analyte pour lequel il a été conçu.

Le changement de signal dépend de la concentration de l'analyte. Un certain nombre de définitions ont été données au biocapteur par les personnes travaillant dans le domaine de la biodétection. La définition générale est : « Un biocapteur est un dispositif qui utilise des composants biologiques tels que des enzymes, des antigènes/anticorps pour la détermination de la concentration des biomatériaux » [7].

Les biomatériaux à détecter sont généralement les matériaux qui sont de nature toxique et qui peuvent nuire au corps humain ainsi qu'à l'environnement. L'invention du premier biocapteur a été réalisée par Leland Clark et, par conséquent, il était reconnu comme le père du concept de biodétection [8]. Il a montré la détection du glucose à l'aide d'une électrode à oxygène, où le glucose oxydase était piégé sur une électrode à oxygène à l'aide d'une membrane de dialyse. L'estimation de la concentration en glucose a été réalisée en mesurant la réduction de la concentration en oxygène dissous.

II-5 Bio-détection avec marquage

Dans ce cas de biocapteurs optiques à base de marquage, l'événement de reconnaissance (Détection) est mesuré indirectement, les molécules cibles interagissant au préalable avec une molécule marqueur pour la détection. Un marqueur est défini

comme toute molécule externe qui est chimiquement/temporairement attachée à la molécule ciblée. Il est utilisé pour transmettre les informations de l'événement de reconnaissance moléculaire qui s'est produit à la surface du capteur. Le marquage d'une molécule peut se faire par différentes méthodes (fluorescent, chimi-luminescent, boîte quantiques etc.) [9].

A titre d'exemple, le marquage fluorescent permet la détection des cibles en exploitant leurs propriétés optiques. Les marqueurs fluorescents sont actuellement disponibles sous de nombreuses formes et peuvent être détectés à n'importe quelle longueur d'onde du domaine visible, UV ou IR. Le processus de marquage nécessite une étape de préparation avant la détection. Cela implique que la solution biologique, où se trouvent les molécules ciblées, connaîtra des réactions pouvant altérer le comportement naturel de la molécule ciblée. Un autre problème que l'on peut rencontrer est le phénomène de décoloration ou la diminution de l'intensité du signal de luminescence dû aux multiples tests effectués. Ces réactions sont indésirables pour les mesures quantitatives en temps réel. La spécificité de l'attachement au site ciblé d'une molécule est un autre défi. Les marqueurs peuvent interagir avec d'autres composés de la solution d'analyte, entraînant une mauvaise interprétation du résultat. La possibilité que le site de liaison de la molécule cible soit occupé par un autre composé conduira à un résultat faussement positif de la mesure. Malgré tous ces inconvénients, les biocapteurs utilisant des marqueurs sont actuellement un domaine mature, avec des protocoles de détection bien établis au fil des années, avec des technologies qui permettent une faible limite de détection.

II-6 Bio-détection sans marquage

Un deuxième type de biocapteurs est la méthode sans marqueur, où la détection optique mesure le signal directement à partir de l'interaction moléculaire cible/sonde. La procédure de détection est simplifiée, sans aucun prétraitement de la solution biologique. Des capteurs de détection de gaz sont possibles en utilisant cette classe de biocapteurs. Les études cinétiques peuvent être réalisées en temps réel, sans marquage des molécules cibles. La détection sans marquage peut être obtenue en mesurant le changement d'indice de réfraction lié à l'événement de reconnaissance biologique à la

surface du biocapteur. La variation d'indice est directement liée à la concentration ou à la densité surfacique de la molécule ciblée présente sur la couche sensible.

Le principe de fonctionnement d'un capteur optique sans étiquette repose sur le changement d'une des propriétés de la lumière, une fois qu'elle entre en contact avec l'élément ciblé. Il existe plusieurs méthodes de détection disponibles, telles que l'exploitation des changements d'indice de réfraction, de l'absorbance ou des propriétés de non-linéarité. De plus, nous nous intéressons uniquement au capteur optique basé sur les changements d'indice de réfraction.

II-7 Performances d'un biocapteur

Différentes configurations de biocapteurs à indice de réfraction ont été proposées et la définition d'un facteur de mérite général (FOM) pour définir les performances des biocapteurs n'est pas anodine, sachant que les performances des différentes technologies reposent sur une multitude de facteurs. Dans un premier temps, les caractéristiques optiques du transducteur sont prises en compte, telles que le facteur de qualité (Q) ou l'intensité dans le spectre de réflexion ou de transmission. Deuxièmement, la qualité de la couche sonde pour la bio-reconnaissance et son affinité avec les molécules cibles. Il peut varier pour les capteurs similaires avec les mêmes caractéristiques optiques, selon le matériau du transducteur, c'est-à-dire l'efficacité du protocole pour la fonctionnalisation de surface. Un troisième facteur est le type de configuration optique utilisé pour les mesures, configuration qui introduira du bruit dans le signal mesuré. Les performances du biocapteur sont caractérisées par une série de paramètres de performance.

II-7-1 Sensibilité globale

La sensibilité correspond à la variation du signal mesuré liée à un changement d'indice de réfraction de l'ensemble de l'environnement :

$$S_{\lambda} = \frac{d\lambda}{dn} \quad (II.1)$$

Où $d\lambda$ est le décalage de longueur d'onde de la résonance.

Cette expression est valable pour divers types de biocapteurs à base de résonateurs, tels que les résonateurs en anneau, les cristaux photoniques (PhC) ou les capteurs à plasmons de surface localisés. Dans tous les cas présentés, la détection est liée au décalage de fréquence d'un mode résonant [10], exprimé en nm par unité d'indice de réfraction (RIU). Typiquement, le décalage est détecté par des mesures de transmission ou de réflexion.

Dans le cas de la mesure d'un spectre angulaire, une variation d'indice de réfraction peut également induire un décalage angulaire du spectre de réflectivité ou de transmission, comme dans certains cas de SPR et de PhC. Dans ce cas, la sensibilité s'exprime par :

$$S_{\theta} = \frac{d\theta}{dn} \quad (II - 2)$$

Où $d\theta$ est le décalage angulaire de la résonance.

La sensibilité globale est généralement importante pour l'étalonnage de l'appareil, où des changements d'indice de réfraction connus sont induits dans l'environnement du capteur en faisant varier la température ou en utilisant un mélange connu d'eau et d'éthanol, par exemple. De plus, ce paramètre de performance peut être utile lorsque les objets cibles sont plus grands que la queue exponentielle du mode optique

II-7-2 Résolution

La résolution (R) d'un capteur est la valeur de variation minimale qui peut être mesurée avec précision. Ce paramètre est important lorsque la détection est effectuée pour de petites concentrations cibles. Cela dépend principalement du transducteur, de la méthode de détection choisie, du rapport signal sur bruit (SNR) ou du traitement des données.

La résolution est également fortement influencée par la forme intrinsèque du signal mesuré. La capacité à distinguer avec précision deux signaux différents dépend de l'amplitude de la forme mesurée et de sa largeur, qui dépend en général principalement du facteur de qualité du mode résonant.

II-7-3 Limite de détection

La sensibilité seule ne mesure pas suffisamment les performances d'un capteur. La limite de détection (LOD), c'est-à-dire le plus petit décalage d'indice de réfraction pouvant être mesuré avec précision et exactitude, est souvent mentionné lorsque les performances d'un dispositif sont indiquées.

Elle peut être définie comme le produit de la sensibilité par la résolution du capteur :

$$LOD = S \times R \quad (II - 3)$$

La limite de détection ne doit pas être confondue avec la sensibilité du biocapteur car elle dépend à la fois de la sensibilité et aussi du détecteur utilisé en montage optique.

II-8 Fondamentaux des propriétés optiques

Dans le monde de la physique, les lois qui régissent le comportement de la lumière sont fidèles à leur nature. Parmi les nombreuses qui existent, l'une est la loi qui décrit la réflectivité, l'absorptivité et la transmissivité. Considérez un cristal comme illustré ci-dessous avec un rayon de lumière incident dessus normalement depuis le haut par une source de lumière.

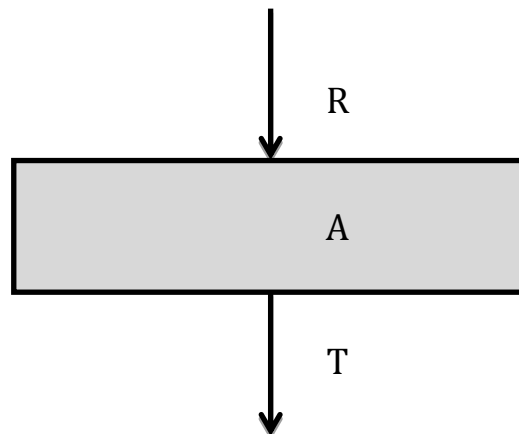


Fig II-2 : *Réflexion, transmission et absorption provoquées lorsqu'un rayon lumineux tombe sur un cristal*

Comme la montre la figure ci-dessus, lorsqu'un rayon de lumière tombe sur une plaque de matériau, une partie de celui-ci est réfléchi, une partie est absorbée et le reste est transmis à travers le matériau. En général, un tel événement est régi par l'équation

$$A(\lambda) + R(\lambda) + T(\lambda) = 1 \quad (II - 4)$$

Ici, 'R' est la réflectance, 'T' est la transmission et 'A' est l'absorbance du matériau considéré.

✓ **La Réflectance**

C'est un changement brusque de direction de propagation d'une onde qui vient frapper la frontière entre différents milieux. Au moins une partie de la perturbation des ondes venant en sens inverse reste dans le même milieu. La réflexion régulière, qui suit une loi simple, se produit aux frontières du plan. L'angle entre la direction du mouvement de l'onde venant en sens inverse et une perpendiculaire à la surface réfléchissante (angle d'incidence) est égal à l'angle entre la direction du mouvement de l'onde réfléchi et une perpendiculaire (angle de réflexion). La réflexion à une limite rugueuse ou irrégulière entraînera la diffusion du rayon. La réflectivité d'un matériau de surface est la fraction d'énergie de l'onde entrante qui est réfléchi par celui-ci.

✓ **L'absorbance**

Dans le mouvement ondulatoire, le transfert d'énergie de l'onde à la matière se produit lorsque l'onde la traverse. L'énergie d'une onde acoustique, électromagnétique ou autre est proportionnelle au carré de son amplitude, c'est-à-dire le déplacement ou mouvement maximal d'un point sur l'onde ; et, à mesure que l'onde traverse une substance, son amplitude diminue régulièrement. S'il n'y a qu'une petite fraction d'absorption d'énergie, le milieu est dit transparent à ce rayonnement particulier, mais si toute l'énergie est perdue, le milieu est dit opaque. Toutes les substances transparentes connues présentent une absorption dans une certaine mesure. Par exemple, l'océan semble être transparent à la lumière du soleil près de la surface, mais il devient opaque avec la profondeur. Lorsque le rayonnement traverse la matière, il est absorbé dans une mesure qui dépend de la nature de la substance et de son épaisseur. Une substance homogène d'une épaisseur donnée peut être considérée comme constituée d'un certain nombre de couches également minces.

Chaque couche absorbera la même fraction de l'énergie qui l'atteindra. Le changement d'énergie lorsque l'onde traverse une couche est une constante pour un matériau pour une longueur d'onde donnée et s'appelle son coefficient d'absorption.

✓ **La transmittance**

Dans le mouvement ondulatoire, il se produit un transfert d'énergie ondulatoire à travers le matériau, c'est-à-dire qu'il s'agit de l'énergie que l'on peut voir émerger du matériau lorsqu'une sorte de rayonnement est incident dessus. Considérons maintenant le cas où la surface du matériau sur laquelle le rayon est incident n'est pas aussi lisse que ci-dessus, mais est maintenant rugueuse. Dans ce cas, l'équation ci-dessus change légèrement pour tenir compte d'un effet appelé diffusion ou diffusion de la lumière à la surface du matériau.

II-9 Miroirs diélectriques et réflecteurs de Bragg

Un miroir diélectrique est constitué d'un empilement de couches diélectriques d'indices de réfraction alternés comme illustré schématiquement sur la figure II.3 (a), dans laquelle n_1 est supérieur à n_2 . Il est d'usage d'écrire $n_1 = n_H(\text{high})$ et $n_2 = n_L(\text{low})$ pour représenter l'empilement n_{HnL} montrée dans la figure. L'épaisseur de chaque couche est un quart de longueur d'onde ou $\lambda_{\text{couche}}/4$ dans laquelle λ_{couche} est la longueur d'onde de la lumière dans cette couche, ou λ_0/n où λ_0 est la longueur d'onde en espace libre à laquelle le miroir doit refléter la lumière incidente et n est l'indice de réfraction de la couche. Les ondes réfléchies par les interfaces interfèrent de manière constructive et donnent lieu à une lumière réfléchie substantielle sur une bande de longueurs d'onde centrée autour de λ_0 , comme le montre la figure II.3 (b).

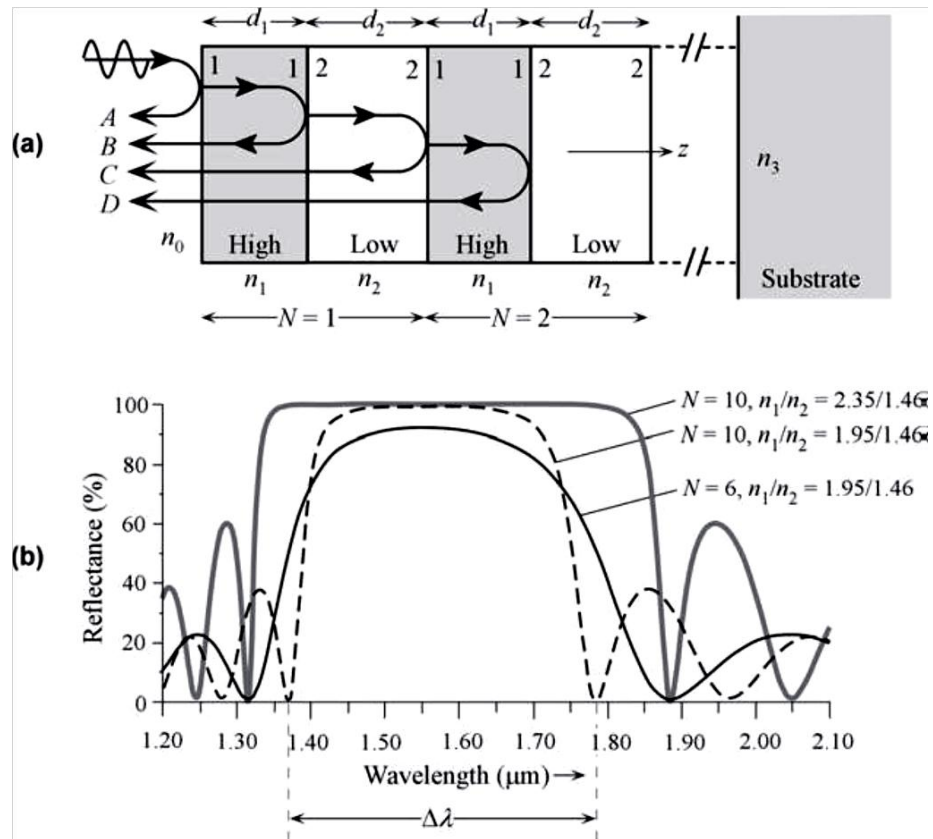


Fig II-3. (a) Illustration schématique du principe du miroir diélectrique avec de nombreuses couches à indice de réfraction élevé et faible.

S'il y a un nombre suffisant de couches, la réflectance peut approcher l'unité à la longueur d'onde λ_0 . Étant donné que les couches n_1 (haute) et n_2 (bas) sont utilisées par paires, le nombre total de ces paires de couches, ou couches doubles, est noté N ; à mesure que N augmente, la réflectance augmente également. Les couches sont enduites, par des techniques de dépôt sous vide, sur un substrat approprié. Le miroir diélectrique illustré à la figure II.3 (a) est également connu sous le nom d'empilement diélectrique quart d'onde. La figure II.3 (b) montre le comportement typique de réflectance par rapport à la longueur d'onde de trois miroirs diélectriques avec différents rapports n_1 à n_2 et valeurs N . Le miroir a été conçu pour réfléchir à 1,55 μm [11].

Le coefficient de réflexion r_{12} pour la lumière dans la couche 1 étant réfléchi à la frontière 1-2, est : $r_{12} = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ et est un nombre positif indiquant aucun changement de phase. Le coefficient de réflexion de la lumière dans la couche 2 réfléchi à la limite 2-1 est $r_{21} = (n_2 - n_1)/(n_2 + n_1)$, qui est $-r_{12}$ ou négatif, indiquant un changement de phase π . Ainsi le coefficient de réflexion alterne de signe à travers le miroir. Considérons deux ondes arbitraires, B et C, qui sont réfléchies à deux interfaces

consécutives. Les deux ondes sont donc déjà déphasées de π à cause des réflexions aux différentes frontières. De plus, l'onde B parcourt une distance supplémentaire qui est deux fois ($\lambda_2 > 4$) (l'épaisseur de la couche d_2) avant d'atteindre l'onde B et subit donc un changement de phase équivalent à $2(\lambda_2 > 4)$ ou $\lambda_2 > 2$, soit π . La différence de phase entre B et C est alors $\pi + \pi$ ou 2π . Ainsi, les ondes B et C sont en phase et interfèrent de manière constructive. Nous pouvons également montrer que les ondes C et D interfèrent également de manière constructive et ainsi de suite, de sorte que toutes les ondes réfléchies par les frontières consécutives interfèrent de manière constructive. Après plusieurs couches (selon le rapport $n_1 > n_2$) l'intensité transmise sera très faible et l'intensité lumineuse réfléchie sera proche de l'unité comme indiqué sur la figure II.3 (b). Ces miroirs diélectriques sont largement utilisés en photonique, par exemple dans les lasers tels que la diode laser à cavité verticale et à émission de surface. Étant donné que le miroir diélectrique a une variation périodique de l'indice de réfraction (la période étant $d_1 + d_2$), similaire à un réseau de diffraction, il est parfois appelé réflecteur de Bragg.

II-10 Principes de la bio-détection à base de cristaux photoniques

Un arrangement périodique de matériaux diélectriques crée une bande interdite photonique lorsqu'une gamme d'ondes électromagnétiques ne peut pas se propager en raison de l'interférence destructive de la lumière incidente avec des réflexions aux limites diélectriques. Les structures CPhs peuvent être produites à partir de diverses géométries, notamment des réflecteurs de Bragg, opales, microcavités et colloïdes. Un phénomène optique décrivant la plupart de ces structures peut être déduit de la compréhension d'une structure de Bragg simple. Un réflecteur de Bragg typique consiste en une alternance de couches minces diélectriques à indice de réfraction élevé et faible (Fig. II-4-a). Les épaisseurs optiques de ces couches sont conçues pour être un quart de la longueur d'onde de la lumière incidente. Les réflexions multiples de couches consécutives fournissent des interférences constructives et entraînent une réflexion totale (Fig. II-4-b). La lumière à cette longueur d'onde réfléchie réside dans une région de bande interdite photonique (Fig. II-4-c) et ne peut pas se propager à une incidence normale [12].

$$d_{high}n_{high} = d_{low}n_{low} = \frac{\lambda}{4} \quad (II - 5)$$

Les structures CPhs-1D sont généralement fabriquées à partir d'une couche de revêtement à indice de réfraction élevé sur une couche de réseau à faible indice de réfraction disposée périodiquement (Fig. II-4-d). Dans ces réseaux CPhs, seul le mode d'ordre zéro est autorisé, tandis que les modes d'ordre supérieur sont restreints à incidence normale, à condition que la période du réseau (Λ) soit inférieure à la longueur d'onde de la lumière incidente ($\Lambda < \lambda$) [13]. Les réseaux de ce type sont également appelés réseaux de sous-longueurs d'onde et présentent des résonances optiques efficaces. Lorsqu'un mode diffracté du réseau se couple à un mode de guide d'ondes à fuite. Le rayonnement du mode de fuite interfère de manière constructive avec l'onde réfléchie et interfère de manière destructive avec l'onde transmise, entraînant une réflexion résonante. Le pic de longueur d'onde de résonance est déterminé par la période (Λ) des réseaux CPhs et l'indice de réfraction effectif (n_{eff}) sous conditions de résonance. [14]

$$\lambda_{resonance} = n_{eff}\Lambda \quad (II - 6)$$

Ce comportement de résonance des réseaux CPhs est très sensible aux changements localisés de permittivité diélectrique à la surface du cristal, ce qui le rend approprié pour les applications de détection. À cet égard, les structures CPhs sont largement utilisées pour développer des plates-formes de détection pour de multiples applications de détection chimique, de détection environnementale et plus spécifiquement de biodétection. En bref, une interaction biochimique (par exemple, une liaison) sur la surface du CPh provoque un changement dans l'indice de réfraction effectif, qui se traduit par un décalage du pic de longueur d'onde de résonance, qui est proportionnel à la concentration de la biocible. Les structures CPhs ont attiré une attention considérable en tant que transducteurs sensibles et ont été incorporées dans des biocapteurs qui capturent, détectent et quantifient diverses molécules biologiques, telles que les agents pathogènes, protéines, enzymes, glucose, cellules, toxines, et allergènes.

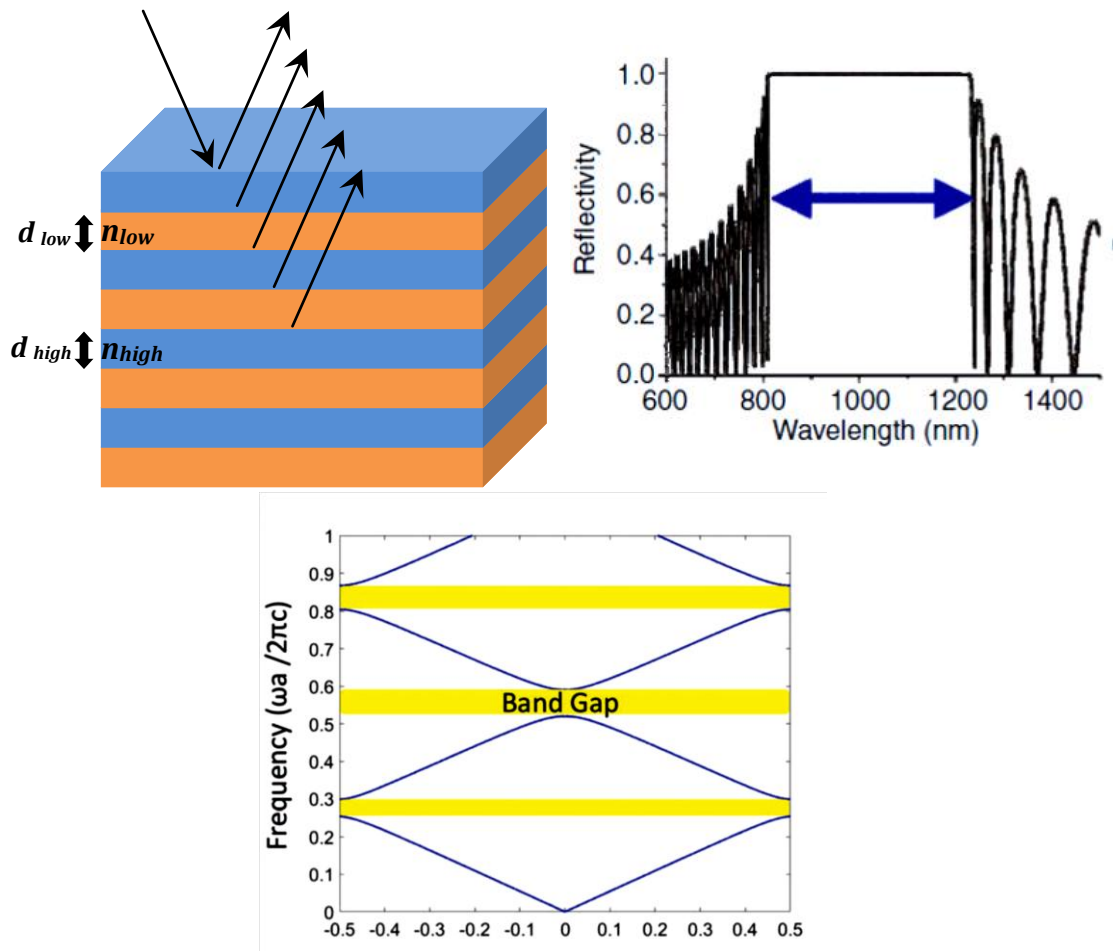


Fig. II-4 Conception et réponse optique de cristaux photoniques (CPhs) simples.

La figure II-4 (a) représente un réflecteur de Bragg constitué d'une alternance d'indices de réfraction faible et élevé de couches diélectriques. A des longueurs d'onde spécifiques, les réflexions des couches consécutives interfèrent de manière constructive les unes avec les autres et entraînent une réflexion totale. La figure II-4 (b) est Le spectre de réflexion d'un réflecteur de Bragg. Le réflecteur a une région de bande interdite photonique comme indiqué par une flèche dans les longueurs d'onde du proche infrarouge. La figure II-4 (c) représente la structure de la bande photonique d'un CPh 1-D.

II-11 Conclusion

Cette étude bibliographique montre le développement de biocapteurs. Ce chapitre nous a permis de définir les différents types de biocapteurs ainsi que les techniques convenables avec lesquels nous avons choisi de travailler pour développer de nouveaux biocapteurs.

Nous avons mis en avant les nouvelles approches qui mènent à l'amélioration des caractéristiques et des performances des biocapteurs.

Références

- [1] B. Gupta, "Optical Sensors for Biomedical Diagnostics and Environmental Monitoring" CRC Press, Taylor & Francis Group (2018).
- [2] J. Haus, "Optical Sensors Basics and Applications" WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2010).
- [3] K. T. V. Grattan, T. Sun. "Fiber optic sensor technology: An overview". *Sens. Actuators A*, 82: 40–61. (2000).
- [4] D. Diamond, "Principals of Chemical and Biological Sensors". New Jersey, NY: Wiley Interscience Publication. (1998).
- [5] F. S. Ligler, "Perspective on optical biosensors and integrated sensor systems". *Anal. Chem.* 81: 519–526. (2009).
- [6] B. D. Gupta, "Fiber Optic Sensors: Principles and Applications". India: NIPA. (2006).
- [7] X. D. Wang, and O. S. Wolfbeis, "Fiber-optic chemical sensors and biosensors (2008–2012)". *Anal. Chem.* 85: 487–508 (2013).
- [8] L. C. Clark, and C. Lyons, "Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery". *Ann. N. Y. Acad. Sci.* 102: 29–45. (1962).
- [9] A. Syahir, K. Usui, K. Tomizaki, K. Kajikawa, "Label and label-free detection techniques for protein microarrays". *Microarrays*, 4(2):228–244, (2015).
- [10] Y. Zongfu and S. Fan, "Extraordinarily high spectral sensitivity in refractive index sensors using multiple optical modes", *Opt. Express*, 19(11):10029–10040, (2011).
- [11] S. O. Kasap, Ravindra Kumar Sinha, "Optoelectronics and hotonics: Principles and Practices", Pearson Education (2013).
- [12] Y. Lee, Ryu HY. *IEEE Circuits Devices Mag.* 18:8–15 (2002).
- [13] R. Magnusson, H. Ding, "Optical Science and Technology", SPIE's 48th Annual Meeting. International Society for Optics and Photonics; (2003).
- [14] H. Inan, M. Poyraz, "Photonic crystals: emerging biosensors and their promise for point-of-care applications", *Chem Soc Rev.* 46(2): 366–388, (2017).

Chapitre III



Design d'un biocapteur
hautement sensible pour le
glucose basé sur une CPh 1D à
nanocavité

III-1 Introduction

Les CPhs ont été utilisés dans une large gamme d'applications, telles que les guides d'ondes courbes, les filtres [1], les capteurs [2], les lasers [3], les amplificateurs et les résonateurs [4].

Diverses structures ont été étudiées en tant que capteurs optiques, telles que les résonances plasmoniques de surface assistées par fibre [4], les réseaux de Bragg à fibre [5], les fibres à saut d'indice [6] et les fibres à CPh [7-9]. La résonance optique dans les CPhs a connu un développement croissant pour les applications de biodétection d'indice de réfraction (IR) ces dernières années. Les structures à base de CPh avec des bandes interdites unidimensionnelles (1D) et bidimensionnelles (2D) sont très prometteuses pour la bio-détection micro-fluidique car la couche de défaut peut être injectée avec des analytes qui peuvent fournir une variation de IR et donc manipuler la dispersion des guides d'ondes à CPh [8].

Diverses conceptions basées sur une membrane à CPh 2D avec une disposition triangulaire de trous dans un substrat de silicium sur isolant ont été utilisées pour la détection opto-fluidique avec une sensibilité de 636 nm unité d'indice de réfraction (RIU)⁻¹ [1]. Un nouveau design L7, la ligne de défaut est modifiée et optimisée, ce qui conduit à une sensibilité ($\Delta\lambda/\Delta n$) de 510 nm RIU⁻¹, a été atteint par rapport à une sensibilité d'environ 100 nm RIU⁻¹ pour les cavités L3 d'eau et solutions d'éthanol [9].

Les biocapteurs basés sur des capteurs optiques 2D à CPh incorporant des microcavités présentent de nombreux avantages en termes de compacité, de sensibilité élevée et de facteur de qualité (QF). Mais la fabrication de ces capteurs est difficile et compliquée, et les sensibilités pouvant être atteintes par ces capteurs optiques ne sont pas élevées. En raison de leur fabrication facile, les CPhs 1D ont attiré beaucoup d'attention pour la fabrication de différents composants dans les circuits intégrés photoniques à base de silicium à la longueur d'onde IR [8].

Les CPhs unidimensionnels, ou structures multicouches diélectriques, ont été utilisés dans une large gamme d'applications, telles que les filtres [11], les microcavités [12] et les capteurs optiques [12,13]. La configuration basée sur l'excitation d'ondes électromagnétiques de surface dans un biocapteur CPh 1-D a été proposée [11-13], ce

qui prouve que la sensibilité est beaucoup plus élevée par rapport à la sensibilité des biocapteurs à résonance plasmonique de surface conventionnels [8].

Un CPh 1D composé des couches minces ayant la forme (Si/Air)₉ est étudié. Le choix du Si et de l'air est dû au fait que leur utilisation en tant que plate-forme matérielle, offre la possibilité de fabriquer des capteurs avec d'autres dispositifs photoniques sur une seule puce. Nous concevons un concept de biocapteur qui utilise une résonance optique dans un CPh en silicium 1D avec un défaut d'Air, qui est théoriquement étudié pour la détection de l'indice de réfraction (IR) dans la région de longueur d'onde infrarouge (700 à 1900 nm). Un cristal similaire avec une couche de défaut en changeant la constante diélectrique dans différents ordres est également étudiée.

Dans cette thèse, Un CPh-1D composé des couches minces ayant la forme (Si/Air)₉ est étudié. Des couches de Si et d'Air à indice élevé et à faible sont utilisées pour obtenir un contraste élevé entre ces couches adjacentes pour avoir un champ optique puissant dans la région d'espace libre de la nanocavité d'air.

Le choix du Si et de l'air est dû au fait que leur utilisation en tant que plate-forme matérielle, offre la possibilité de fabriquer des capteurs avec d'autres dispositifs photoniques sur un seul substrat. Nous concevons un concept de biocapteur qui utilise une résonance optique dans un CPh-1D en silicium avec différentes largeurs de défaut d'air, qui est proposé pour la détection de l'indice de réfraction dans la région de longueur d'onde infrarouge (700 à 1900 nm).

La structure présentée, est pour obtenir un mode cavité à bande passante très étroite pour maximiser la sensibilité et la résolution du biocapteur. Nous avons optimisé l'épaisseur de défaut d'air dans la structure et montrons qu'une valeur de sensibilité élevée de 1118 nm/unité d'indice de réfraction (RIU) avec une limite de détection de 0,001 RIU, ce qui prouve la capacité de la conception pour produire un biocapteur à CPh.

Ce biocapteur optique a une sensibilité beaucoup plus élevée et une structure plus simple par rapport aux autres biocapteurs à CPh rapportés précédemment. Les calculs ont été effectués à l'aide de méthode analyse rigoureuse des ondes couplées (RCWA).

III.2 Théorie et principe de la méthode RCWA

La méthode RCWA utilise le concept de cellule unitaire pour gérer à la fois les structures périodiques bidimensionnelles et tridimensionnelles et est spécifiquement adaptée aux structures multicouches.

La définition de cellule unitaire peut avoir une géométrie arbitraire et la distribution d'indice peut être constituée à la fois de matériaux diélectriques standard et de matériaux dispersifs ou à pertes, tels que des métaux. L'onde plane d'entrée ou incidente peut avoir une direction et une polarisation arbitraires.

Cette méthode représente les champs électromagnétiques comme une somme sur des ondes couplées. Une fonction de permittivité périodique est représentée en utilisant les harmoniques de Fourier. Chaque onde couplée est liée à une harmonique de Fourier, permettant de résoudre les équations vectorielles complètes de Maxwell dans le domaine de Fourier [14-16].

L'approche Modal transmission line theory (MTL) est équivalente à RCWA, sauf que MTL utilise des sommations sur des modes individuels pour représenter les champs électromagnétiques [17]. Cette méthode a l'avantage de décrire les champs en termes de réseau de lignes de transmission équivalent, ce qui donne un aperçu physique pour diverses applications utilisant différents mécanismes.

Un autre avantage de la méthode MTL est qu'elle élimine d'éventuels problèmes de stabilité, qui peuvent être rencontrés dans d'autres schémas numériques, tels que la méthode de la matrice de transfert. Les équations de Maxwell peuvent être exprimées sous la forme :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (III - 1)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (III - 2)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \right) \quad (III - 3)$$

Où ε est la permittivité, μ représente la perméabilité et σ est la conductivité.

Les étapes spatiales et temporelles sont liées par l'équation suivante :

$$\Delta t \leq \frac{1}{C} \sqrt{\Delta x^{-2} - \Delta y^{-2}} \quad (III - 4)$$

Où Δx et Δy sont des pas spatiaux dans les directions x et y, respectivement, et C est la vitesse de la lumière dans le vide.

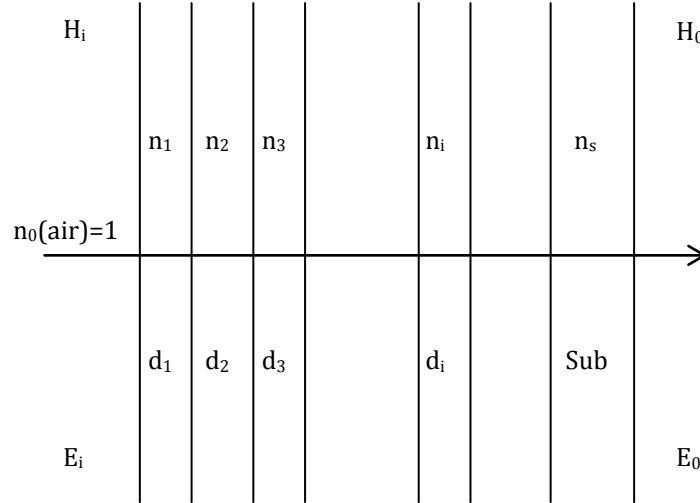


Fig III-1 : Système de film multicouche (CPh 1-D).

III.3 Etude théorique de la Bande Interdite Photonique dans les Cristaux Photoniques 1D

L'objectif de cette étude est de déterminer la bande interdite photonique et les paramètres qui influent. Ensuite on crée un défaut à son niveau pour l'enregistrement de concentration de solution de glucose. L'épaisseur des couches de Si est supposée être de 100 nm et la largeur des cavités d'air est de 200 nm. L'indice de réfraction et le constant diélectrique du matériau Si sont donnés par la formule de l'équation exponentielle à double terme:

$$n_{Si} = 112e^{-0.01028\lambda} + 3.753e^{-0.00005769\lambda}; \quad \epsilon_{Si} = 13.096 \quad (III - 5)$$

L'indice de réfraction de l'air $n_{air}=1$.

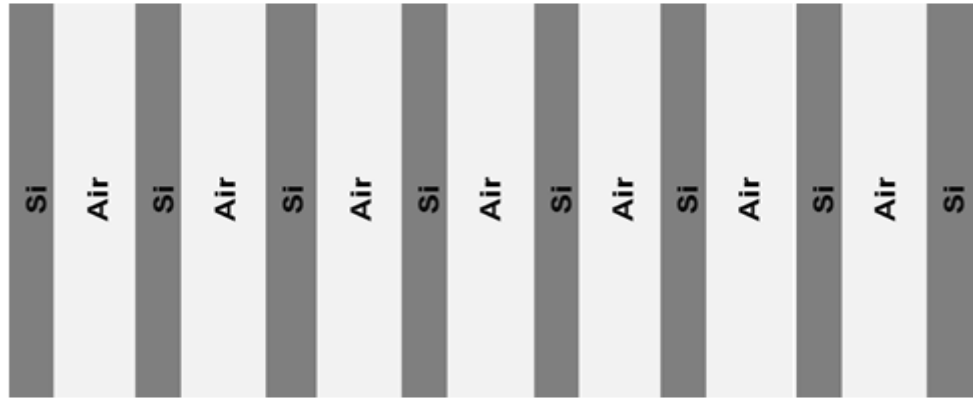


Fig. III-2 : Représentation de la structure CPh 1D

Dans cette simulation, la structure est excitée avec une impulsion gaussienne avec un mode magnétique transversal (TM) et un mode électrique transversal (TE) dans le premier guide d'ondes, puis la longueur d'onde de résonance est détectée à partir de l'extrémité du deuxième guide d'ondes.

En raison du contraste énorme entre les indices de réfraction du Si et de l'air, la bande interdite photonique générée est large, comme indiqué sur la Figure. III-3.

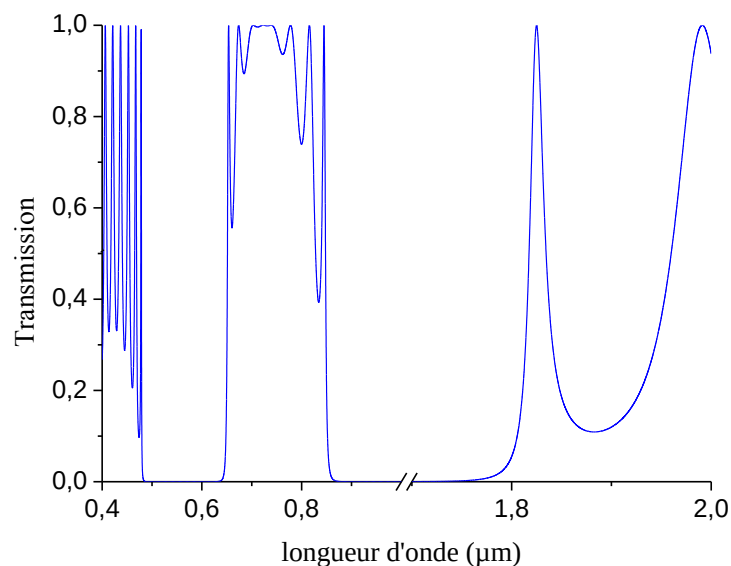


Fig. III-3 : la Courbe de spectre de transmission du cristal photonique 1D qui est constitué de couches de Si intermédiaires avec des cavités d'air.

La courbe spectrale de transmission de la Figure (III.3) montre qu'il y a deux bandes interdites photoniques. Le premier bandgap photonique est dans la région visible avec une plage (482 nm –641 nm) avec une largeur de bande interdite $\Delta\lambda = 159$ nm. L'autre bande interdite photonique est dans la région NIR de 850 nm à 1750 nm avec une largeur de bande interdite $\Delta\lambda = 900$ nm.

III.4 Influence de nombre de couches sur la largeur de la BIP

Dans cette simulation, nous avons étudié un cristal photonique 1D qui constitué des couches périodiques de Si /Air avec différentes cellules unitaires ((Si/Air)₃, (Si/Air)₅, (Si/Air)₇, (Si/Air)₉, (Si/Air)₁₀), comme indiqué sur la Figure III-4 .

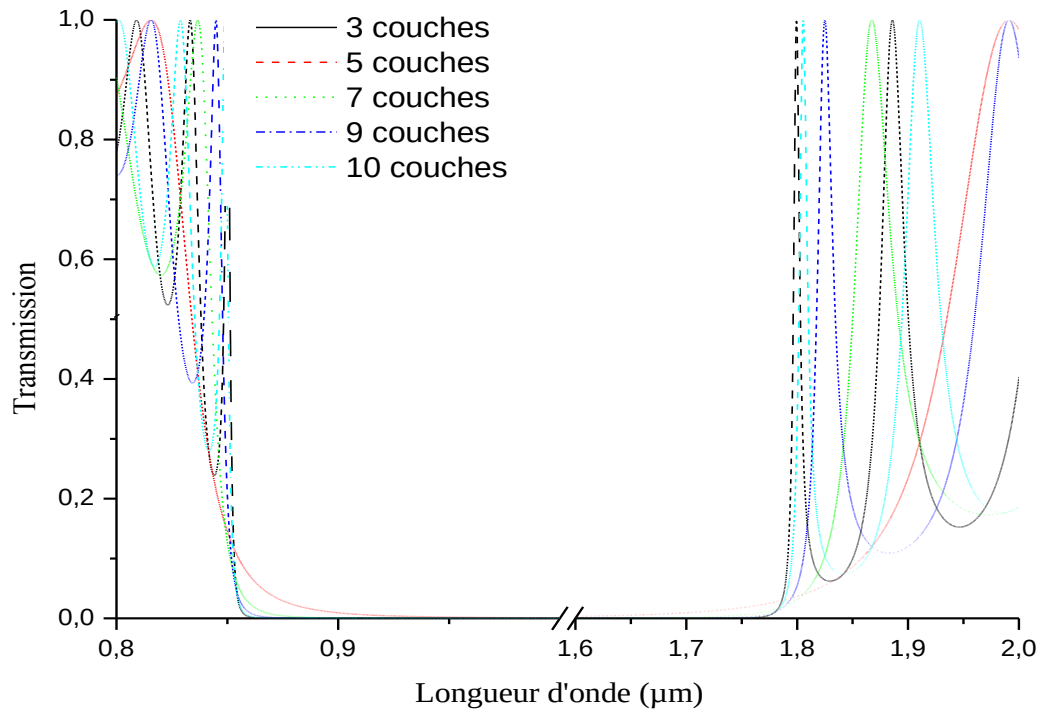


Fig. III- 4: Transmission en fonction de la longueur d'onde pour cinq cas de nombre de couches.

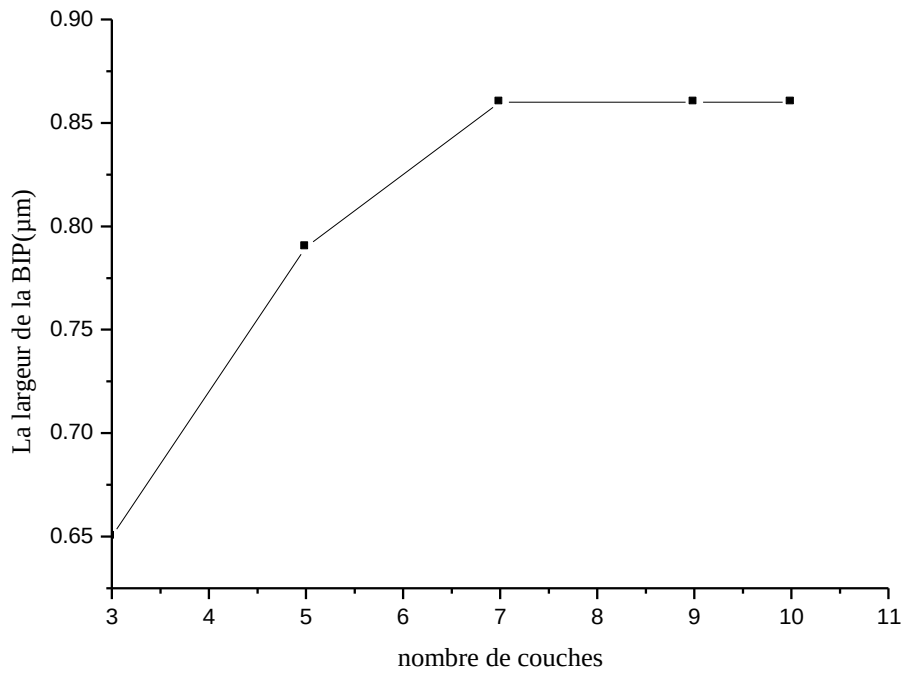


Fig . III.5. La largeur de la BIP en fonction du nombre de couches.

D'après la Figure .III.5 on constate que si on augmente le nombre de couches, la largeur de la bande interdite photonique augmente. On remarque également, à partir de la 7ème couches la largeur de la bande interdite photonique devient constante est égale $\Delta\lambda = 860$ nm.

III.5 Effet d'angle d'excitation sur la largeur de la BIP

On varie l'angle d'excitation de $\varphi = 0^\circ$ à $\varphi = 60^\circ$ dans les deux modes d'excitation (TE et TM). Ensuite, nous enregistrons les changements au niveau de la bande interdite photonique comme indiqué sur des deux Figures (III.6).

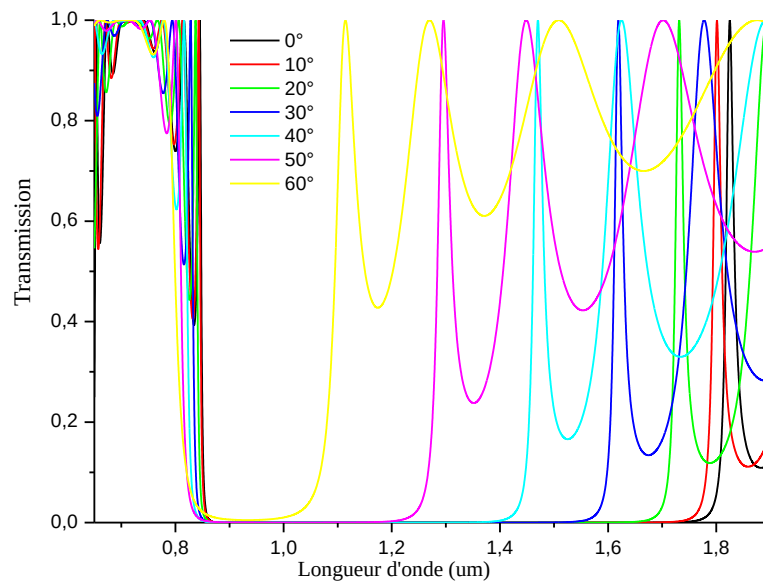


Fig.III.6. Transmission du mode TM en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'excitations.

Pour la figure(III.7), on constate que si on augmente l'angle d'excitation $\varphi(^{\circ})$ du mode TM, la largeur de la bande interdite photonique diminue jusqu'à $\Delta\lambda=295$ nm au $\varphi=60^{\circ}$, donc on a une relation d'inversement proportionnelle.

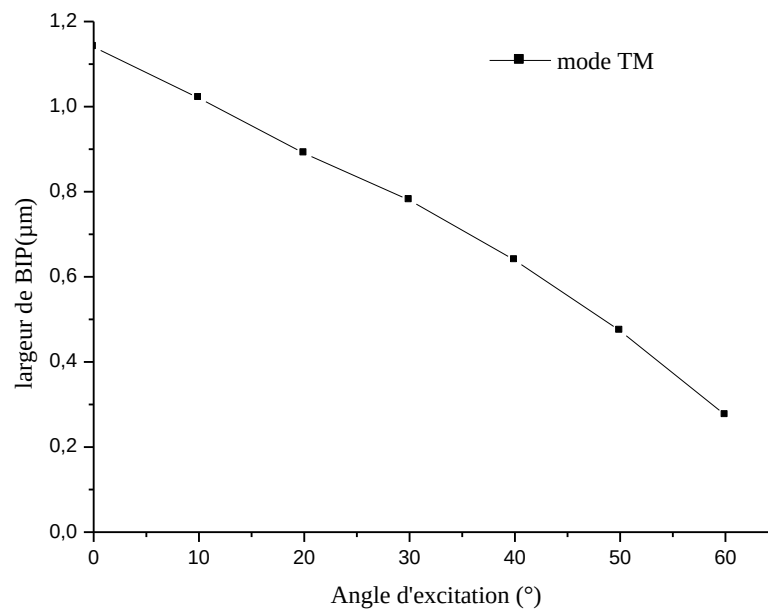


Fig .III.7. La largeur de la BIP en fonction d'angle d'excitation $\varphi(^{\circ})$ du mode TM.

On remarque également, que la bande interdite photonique large se trouve au $\varphi=0^\circ$, et égale à 1140 nm.

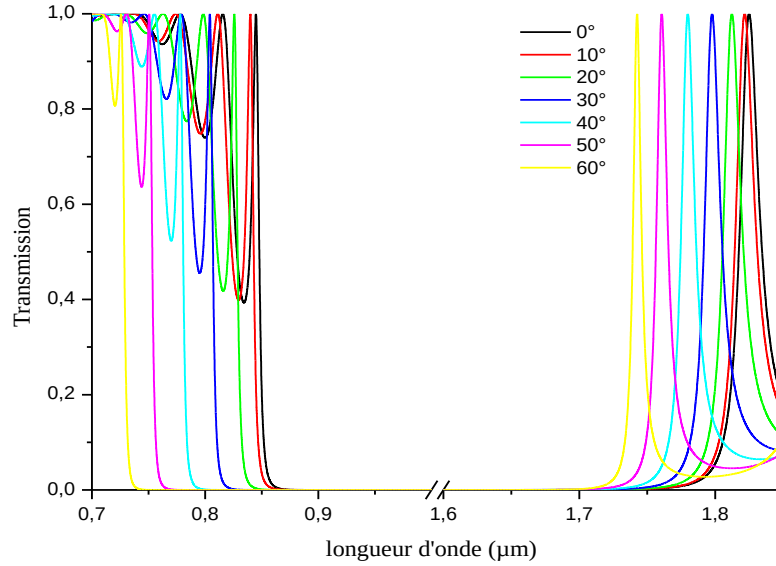


Fig. III.8. Transmission du mode TE en fonction de la longueur d'onde pour différents angles d'excitations.

Pour la Figure (III.9), on remarque que si on augmente l'angle d'excitation $\varphi(^\circ)$ du mode TE, la largeur de la bande interdite photonique augmente jusqu'à $\Delta\lambda=1011$ nm au $\varphi=60^\circ$, donc on a une relation de proportionnalité.

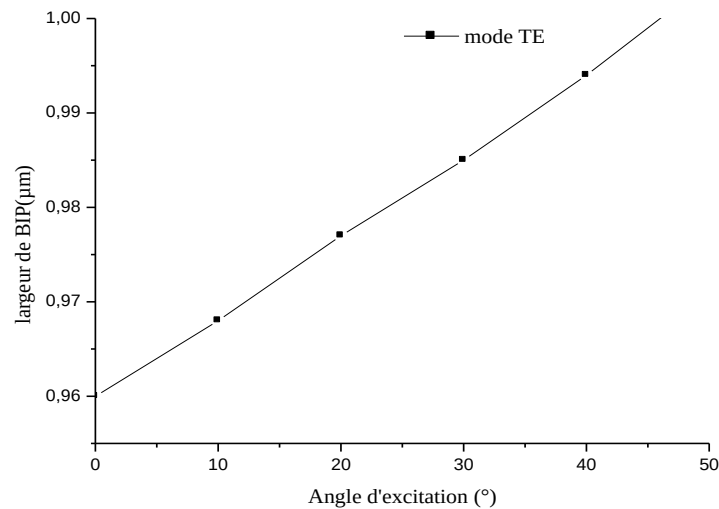


Fig. III.9. La largeur de la BIP en fonction d'angle d'excitation $\varphi(^\circ)$ du mode TE.

On constate également, que la bande interdite photonique courte se trouve au $\varphi(^\circ)=0^\circ$,

et égale à 960nm.

III.6 Effet d'emplacement d'un défaut sur la BIP

Dans cette partie, nous créons un défaut sur CPh 1D à travers l'augmentation de la largeur de couche d'air dans différentes positions (1, 2,...,7), donc on trouve que le défaut d'air central, comme indiqué sur la Figure III.10, à forte trace sur la transmission et sur les modes autorisés apparaissant dans la région de bande interdite photonique.

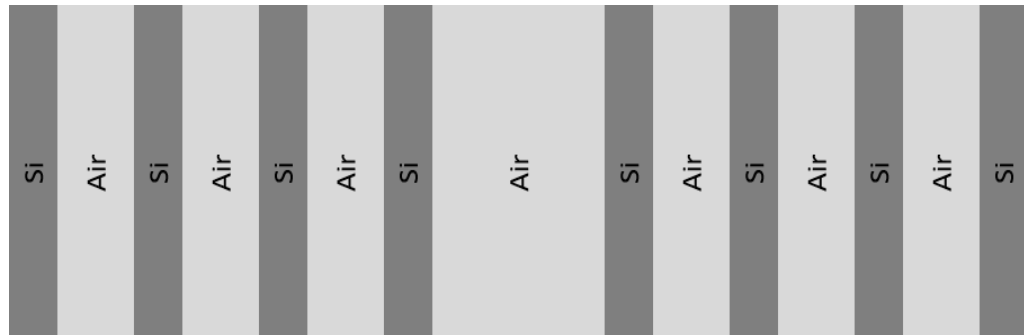


Fig. III.10: CPh 1D (Si / Air) avec couche de défaut d'air centrale.

Mais les autres emplacements de défaut ont faible trace sur la transmission et sur les modes autorisés apparaissant dans la région de la bande interdite photonique comme indiqué sur la Figure. III.11.

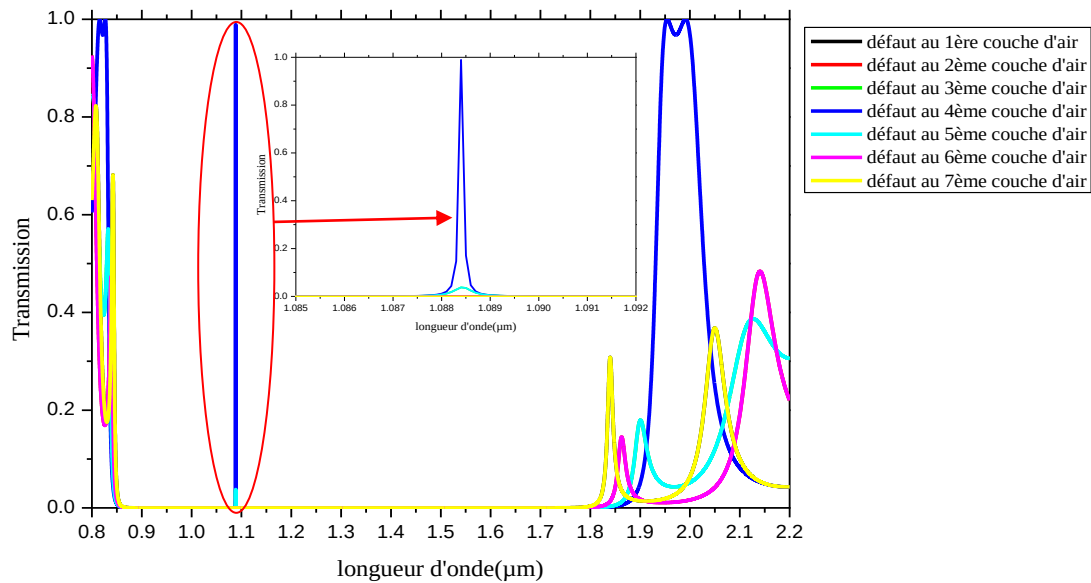


Fig. III.11. effet d'emplacement d'un défaut sur la bande interdite photonique.

Comme le montre la Figure (III.12), les différents modes autorisés apparaissent dans la région de la bande interdite photonique du cristal photonique Si / Air lorsque la largeur du défaut central de l'air (D) passe de 400 nm à 900 nm avec un pas de 100 nm.

En raison du contraste élevé entre les indices de réfraction du Si et le défaut central de l'air du cristal photonique 1D, des modes défautueux apparaissent, et la position de ceux-ci dépend de la largeur de la couche déflectrice d'air (D). Lorsque la largeur du défaut central D change, la transmission de l'onde électromagnétique de déplacement à travers la région défautueuse sera modifiée.

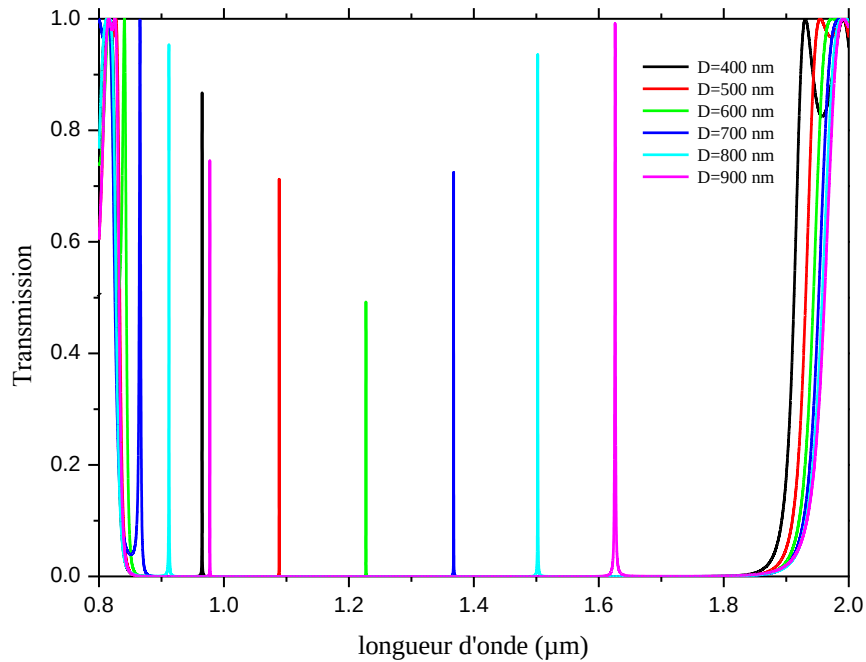


Fig III-12: Transmission de la nanocavité d'air CPh 1D pour $d_{Si}=0,10$ m et $d_{air}=0,20$ m. Différents modes oscillent pour une largeur de défaut d'air central (D) de 400 à 900 nm (de gauche à droite).

III.6. Design d'un biocapteur hautement sensible pour le glucose basé sur CPh 1D à nanocavité

III.6.1 Présentation générale de biocapteur

Le réseau de couches considéré prend la forme (AB)₉, représentée sur la figure III-13, où A désigne Si et B désigne l'air. Des couches de silicium et d'air sont utilisées pour obtenir un contraste élevé de l'IR entre les couches adjacentes à indice élevé et à faible indice. La figure III-13 montre que le biocapteur CPh-1D suggéré est construit en créant un défaut central de largeur D dans l'entrefer central rempli de l'analyte (solution de glucose) dans l'eau d'indice de réfraction [18]

$$n = 1.33313 + 0.001 * C \quad (III - 6)$$

Où C est la concentration du glucose en pourcentage. La sensibilité du biocapteur CPh-1D suggéré est étudiée dans les modes TE et TM. Pour étudier cette structure pour des applications de biodétection du glucose, l'épaisseur de la paroi de silicium d_{Si} et la largeur de l'entrefer d_{air} sont fixées respectivement aux valeurs 100 et 200 nm.

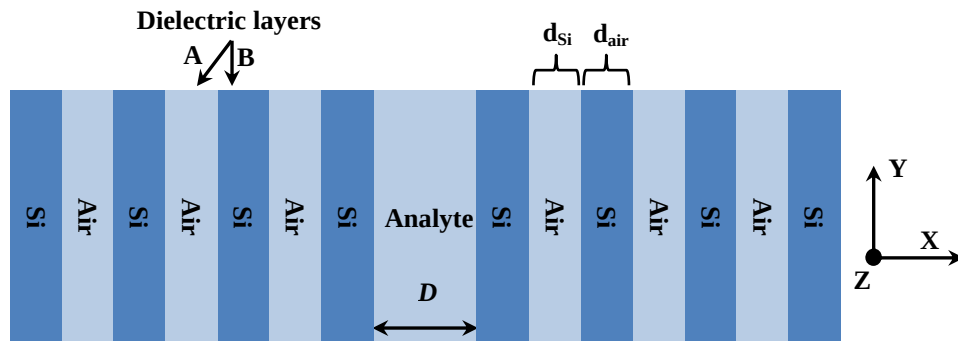


Fig III-13 : CPh unidimensionnelle à nanocavité.

La sensibilité du biocapteur à CPh est définie comme le décalage de la longueur d'onde de résonance (modes autorisés) $\Delta\lambda_{max}$ par le changement de l'IR de l'analyte Δn (RIU). Tout d'abord, la nanocavité d'air est simulée à l'aide de la méthode RCWA. La méthode est utilisée pour calculer les propriétés de réflexion et de transmission de la cavité et donne l'amplitude des ondes réfléchies et transmises à travers la cavité.

Lorsque nous choisissons l'épaisseur de la couche de Si $d_{Si}=100$ nm, l'épaisseur de la couche d'air $d_{air}=200$ nm, et la largeur du défaut d'air central (D) passe de 500 à

900 nm avec un pas de 100 nm, seulement un mode de cavité est excité à une longueur d'onde de 1,55 μm .

La transmission de la cavité est représentée sur la figure III-12, pour différentes largeurs de cavité (D). En modifiant la largeur de la cavité, la longueur d'onde du mode de la cavité peut être ajustée dans la grande bande interdite a (montrée sur la figure 3) de 0,7 à 1,9 μm . Au fur et à mesure que la largeur du défaut central D change, la transmission de l'onde électromagnétique progressive à travers la région défectueuse sera modifiée [19].

Les figures III-14 et III-15 montrent les spectres de transmission TE à travers le CPh-1D proposé pour différentes valeurs de largeur de défaut D à partir de 400 jusqu'à 900 nm avec un pas de 100 nm à différentes concentrations de glucose. Il ressort de ces figures que le changement de la largeur du défaut dû aux changements d'IR de l'analyte est bon.

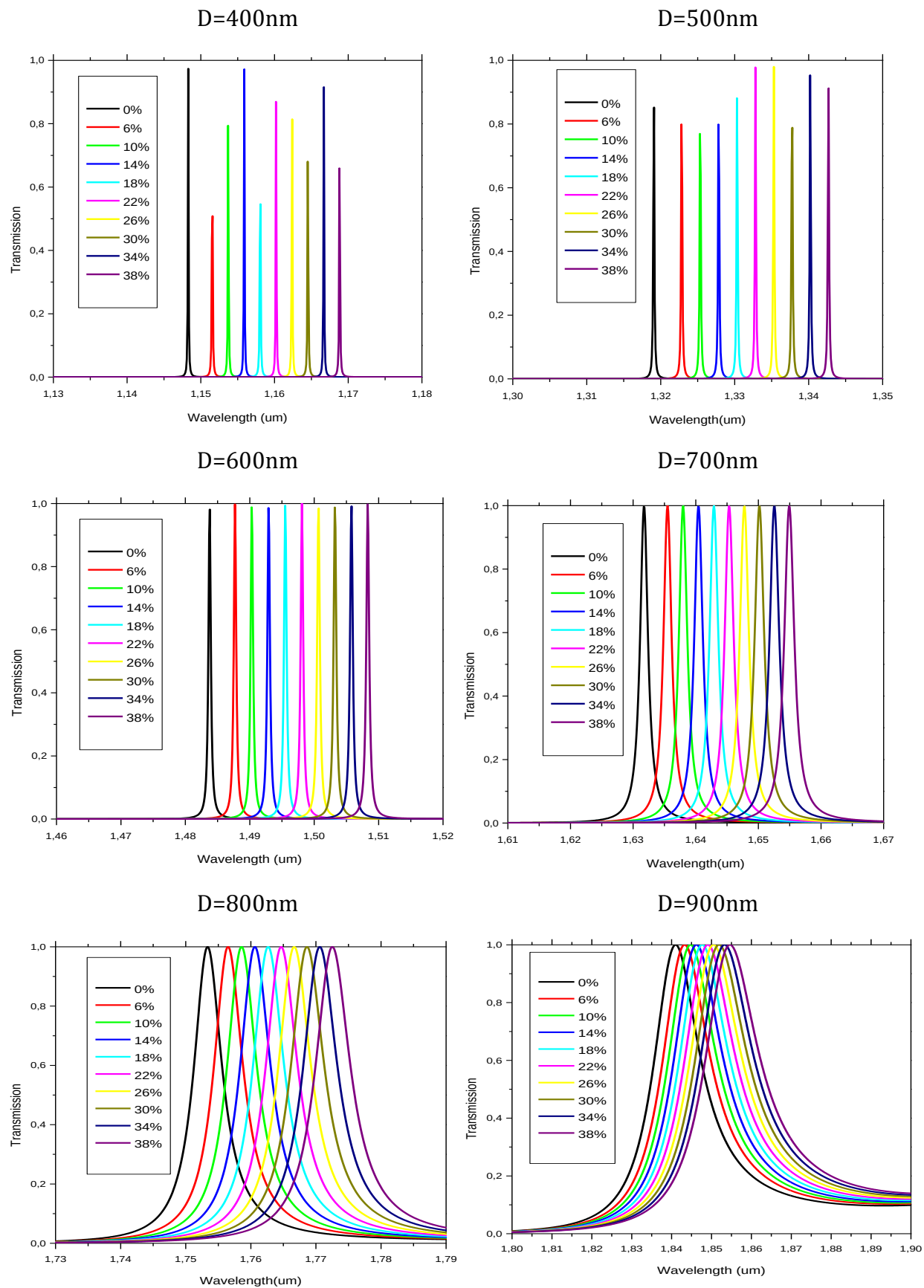


Fig III-14: Spectres de transmission TE du biocapteur CPh 1D proposé avec des largeurs de défaut

Tableau III-1: Le changement de sensibilité du biocapteur CPh- 1D suggéré avec différentes valeurs de la largeur du défaut D.

D (nm)	Sensibilité (nm/RIU)	
	TE	TM
400	936	810
500	1068	867
600	1118	919
700	1054	911
800	868	827
900	622	598

Dans le cas du mode TE, les meilleures sensibilités de 1068, 1118 et 1054 nm/RIU sont respectivement aux valeurs de largeur du défaut D=500 nm, D=600 nm et D=700 nm, comme indiqué sur les Figures. III-14 (b)–(d).

En outre, aux valeurs de D = 400 nm, les spectres de transmission TE montrent des transmissions maximales inférieures aux longueurs d'onde de résonance pour certaines valeurs de concentration de glucose comme le montre la figure III-14(a). De plus, comme le montrent les Fig. III-14(e) et (f), la transmission maximale aux longueurs d'onde de résonance se rapproche de l'unité à D=800 et 900 nm.

Par conséquent, une sensibilité très élevée peut être obtenue pour la conception suggérée. Le tableau III-1 montre la variation de la longueur d'onde de résonance avec la concentration de glucose à différentes valeurs de largeur de défaut D. Il est évident à partir de cette figure que la longueur d'onde de résonance est légèrement affectée par le changement des concentrations de glucose.

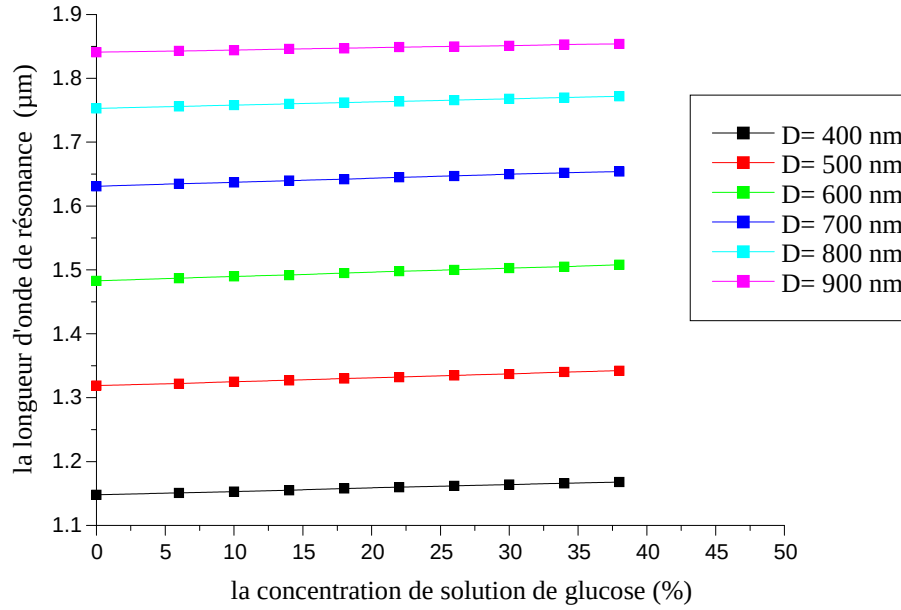


Fig III-5: Le décalage de la longueur d'onde de résonance en fonction de la concentration en glucose à différentes valeurs de largeur de défaut D dans le cas du mode TE.

En fait, la sensibilité du biocapteur CPh n'est pas seulement le facteur le plus important dans l'efficacité du biocapteur CPh-1D. Le degré de netteté des modes de défaut, puis le QF sont nécessaires pour tester la résolution du biocapteur CPh-1D suggéré. Le QF du biocapteur CPh suggéré est défini comme :

$$QF = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda_{FWHM}} \quad (III - 7)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde de résonance et $\Delta\lambda_{FWHM}$ est la largeur totale à mi-hauteur de la transmission de sortie. La longueur d'onde de la cavité et le QF ont été tracés sur la figure 6, en fonction de la longueur de la cavité.

Le QF a des valeurs de 5800 et 5200 à des largeurs de défaut D=500 et 600 nm, respectivement, et comme il a des valeurs de 21 et 32 à des largeurs de défaut D=800 et 9000 nm en mode TE.

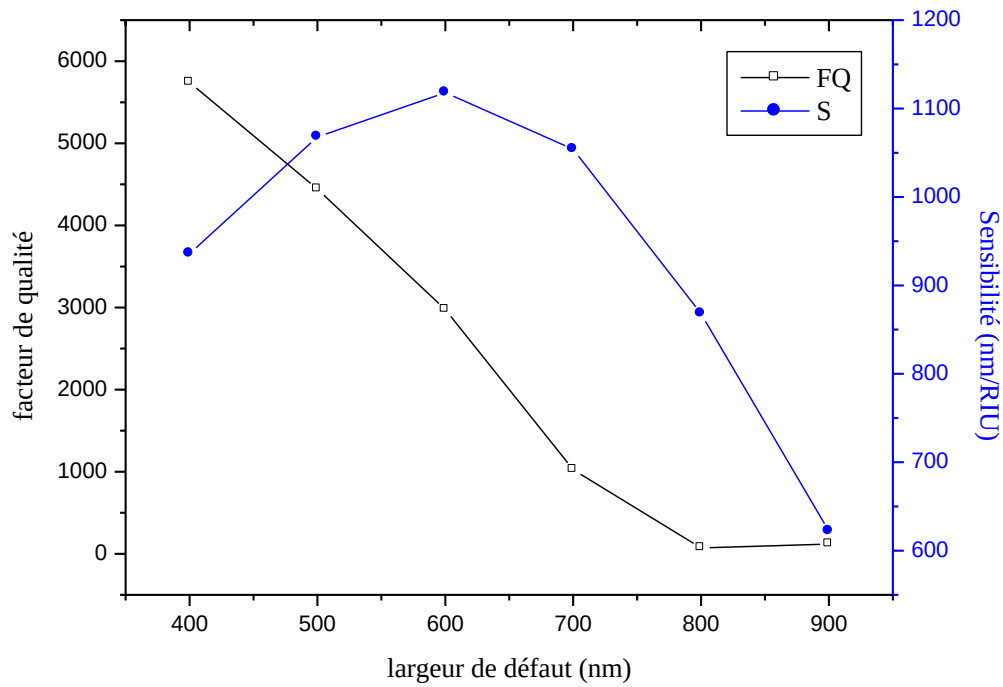


Fig III-16: Effet du nombre de périodes (Si/air) N sur la sensibilité (ligne noire) et le QF (ligne bleue).

Tableau III-2. Comparaison du capteur proposé avec différentes conceptions CPh.

Références	Type de dispositif	Sensibilité (nm/RIU)	Δn
[20]	RI biosensor formed by microcavity	330	0.001
[9]	Sensor RI based of L3 PhC cavity	460	0.038
[7]	PhC cavity biosensor	510	0.001
[1]	PhC cavity biosensor	636	0.001
[22]	RI biosensor formed by microcavity	530	0.001
[23]	PhC 1-D cavity biosensor (S. Uree)	712	0.008
[8]	PhC 1-D cavity biosensor (C. gaz)	1200	0.001
Ce travail	PhC 1-D cavity biosensor (S. glucose)	1118	0.001

La netteté des pics augmente avec le changement de la largeur du défaut car le nombre de faisceaux interférents augmente à l'intérieur du biocapteur CPh-1D. De plus, à certaines valeurs de concentrations d'urée, l'augmentation de la largeur du défaut conduit à minimiser les valeurs de transmission maximales à la longueur d'onde de

résonance correspondante. Le QF offert à $D=600$ nm est égal à 3000. De plus, l'effet du changement de la largeur du défaut sur la sensibilité de la CPh-1D proposée est très faible comme le montre la figure III-16 (ligne noire). Il y a une légère diminution de la sensibilité de 1200 nm/RIU à $D=600$ nm à 620 nm/RIU à $D=900$ nm. En comparaison avec d'autres biocapteurs utilisant des CPh,[20,21] notre capteur conçu a une sensibilité plus élevée (tableau III-2).

III-7 Conclusion

Une multicouche diélectrique est étudiée pour la détection de IR d'une solution de glucose. Un défaut d'air est utilisé pour créer une cavité dans le CPh. Le principe de détection repose sur le décalage de résonance de la cavité en fonction du IR, ce qui conduit à un décalage du spectre de transmission en sortie. En raison du contraste élevé entre les indices de réfraction du Si et le défaut central de l'air du CPh-1D, des modes de défaut apparaissent et dont la position dépend de la largeur de la couche de défaut d'air (D) augmente également la sensibilité du capteur. Une méthode a été présentée pour maximiser la sensibilité et la résolution du capteur. En optimisant la largeur du défaut d'air central dans les CPh-1D, nous sommes en mesure d'obtenir une sensibilité élevée de 1118 nm RIU^{-1} et un mode de cavité à bande passante étroite pour une résolution élevée du biocapteur. Le biocapteur optimisé ici a une structure simple et peut être intégré dans des circuits photoniques à base de silicium.

Références

- [1] F. Bougriou et al., "Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides," *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 62(1), 11201–11205 (2013).
- [2] T. Chen, al., "Terahertz gas sensing based on a simple one-dimensional photonic crystal cavity with high quality factors," *Appl. Opt.* 53(21), 3454–3458 (2014).
- [3] T. Chen, al., "A terahertz photonic crystal cavity with high Q-factors," *Appl. Phys. B* 115(1), 105–109 (2014).
- [4] L. Ma, T. Katagiri, and Y. Matsuura, "Surface-plasmon resonance sensor using silica-core Bragg fiber," *Opt. Lett.* 34(7), 1069–1071 (2009).
- [5] X. Fang, C. R. Liao, and D. N. Wang, "Femtosecond laser fabricated fiber Bragg grating in microfiber for refractive index sensing," *Opt. Lett.* 35(7), 1007–1009 (2010).
- [6] H. W. Lee et al., "Optofluidic refractive index sensor in step-index fiber with parallel hollow micro-channel," *Opt. Express* 19(9), 8200–8207 (2011).
- [7] J. Jágerská et al., "Refractive index sensing with an air-slot photonic crystal nanocavity," *Opt. Lett.* 35(15), 2523–2525 (2010).
- [8] M. Mohebbi, "Refractive index sensing of gases based on a one-dimensional photonic crystal nanocavity," *J. Sens. Sens. Syst.* 4(1), 209–215 (2015).
- [9] Y. Liu and H. W. M. Salemink, "Photonic crystal based all optical on chip sensor," *Opt. Express* 20(18), 19912–19920 (2012).
- [10] M. H. Nguyen, M. Lee, and F. G. Tseng, "Study of photonic crystal cavities for biosensors," in *10th IEEE Int. Conf. Nanotechnol.*, Seoul Korea, pp. 786–789 (2010).
- [11] S. Shruti, R. K. Sinha, and R. Bhattacharyyab, "Photonic crystal slab waveguide-based infiltrated liquid sensors: design and analysis," *J. Nanophotonics* 5(1), 053505 (2011).
- [12] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.* 114(3), 185–200 (1994).

- [13] P. S. Nunes et al., "Refractive index sensor based on a 1-D photonic crystal in a microfluidic channel," *Sensors* 10, 2348–2358 (2010).
- [14] R. Petit, *Electromagnetic Theory of Gratings*, p. 174, Springer-Verlag, Berlin (1980).
- [15] M. G. Moharam and T. K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of metallic surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* 3(11), 1780–1787 (1986).
- [16] L. Li, "New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* 14(10), 2758–2767 (1997).
- [17] C.-H. Lin, K. M. Leung, and T. Tamir, "Modal transmission-line theory of three-dimensional periodic structures with arbitrary lattice configurations," *J. Opt. Soc. Am. A* 19(10), 2005–2017 (2002).
- [18] Y.-L. Fang, C.-T. Wang, and C.-C. Chiang, "A small U-shaped bending induced interference optical fiber sensor the measurement of glucose solutions," *Sensors* 16(9), 1460 (2016).
- [19] H. Sato et al., "Effects of the difference between the refractive indices of constituent materials on the light transmittance of glass-particledispersed epoxy-matrix optical composites," *Philos. Mag. B* 82(13), 1369–1386 (2002).
- [20] X. Wang et al., "Ultra compact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide," *Opt. Commun.* 281(6), 1725–1731 (2008).
- [21] H. S. Dutta and S. Pal, "Design of a highly sensitive photonic crystal waveguide platform for refractive index based biosensing," *Opt. Quantum Electron.* 45(9), 907–917 (2013).
- [22] A. Harhouz and A. Hocini, "Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal," *J. Electromagn. Waves Appl. Publ.* 29(5), 659–667 (2015).
- [23] M. Saleh and M. Esmail, "Analysis of highly sensitive photonic crystal biosensor for glucose monitoring," *ACES J.* 31(7), 836–842 (2016).

Chapitre IV



Capteur thermique haute
sensibilité de structure 1D CPh
à base de cavité à cristaux
liquides

IV-1 Introduction

Les capteurs optiques peuvent être utilisés dans une gamme d'applications électroniques, analytiques et environnementales. Ces dernières années, leurs applications en tant que capteur basé sur la structure du cristal photonique à cristaux liquides ont connu un développement croissant; ces développements rapides de la technologie photonique ont grandement amélioré l'efficacité de la détection, en particulier dans les domaines de l'interaction lumière-liquide et de la miniaturisation des systèmes. L'un quelconque de ces capteurs optiques mesure les différences de propriétés optiques résultant d'une différence de l'indice de réfraction et de la largeur du matériau d'un liquide ou d'un gaz.

Dans ce chapitre, la structure moléculaire et la composition chimique des CL, leur classification et leurs propriétés physiques et optiques de base sont d'abord introduites. Ensuite les applications liées à la détection.

IV-2 Généralités sur Les cristaux liquides

Les cristaux liquides (CL) sont un type de matière qui a des propriétés physiques entre l'état solide et l'état liquide. L'état cristallin liquide de certains composés chimiques et biologiques a été découvert en 1888 par le physiologiste Friedrich Reinitzer sur les dérivés du cholestérol. Il a observé que ces composés ont deux points de fusion. Au premier, les composés fondent en un liquide trouble et au second en un liquide clair. Ce travail a été poursuivi par le physicien Otto Lehmann, qui a examiné le comportement des cristaux liquides sous lumière polarisée. Un grand nombre de cristaux liquides synthétiques ont été produits par le chimiste Daniel Vorländer au début du 20e siècle [1].

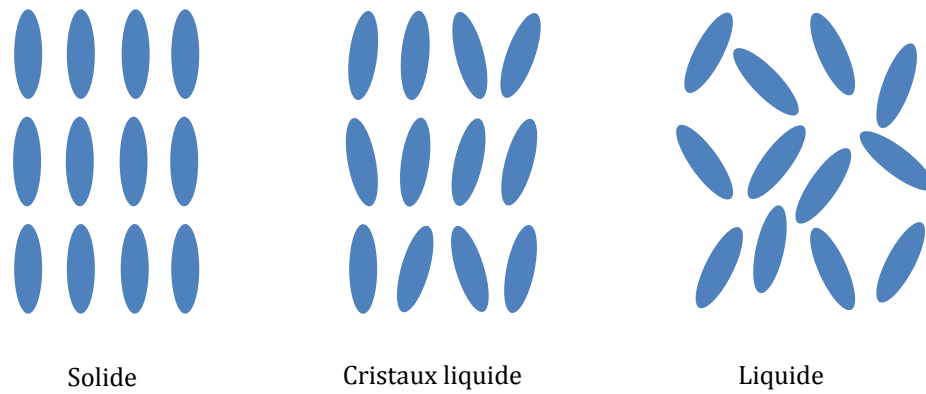


Fig.IV-1 : Alignement moyen des molécules pour les phases solide, cristal liquide anisotrope et liquide isotrope.

Les cristaux liquides ont trouvé de larges applications commerciales au cours des dernières décennies, mais l'application la plus courante est les écrans à cristaux liquides (LCD). La technologie LCD nécessite des informations détaillées sur les matériaux à cristaux liquides, leur réponse aux champs externes et leurs propriétés optiques. Un cristal liquide nématique (CL-N), en raison de son ordre d'orientation, se comporte comme un cristal optiquement uniaxial et ses propriétés présentent une anisotropie. L'anisotropie CL couvre un large éventail de propriétés comme la viscosité, l'élasticité, la biréfringence, la permittivité électrique, la susceptibilité magnétique, etc. Parmi ces propriétés, la biréfringence optique est un paramètre crucial du point de vue de l'application. Par conséquent, il est essentiel d'étudier les dépendances de longueur d'onde et de température des indices de réfraction des CL. Les indices de réfraction des CL sont influencés par la structure moléculaire, la température de fonctionnement et la longueur d'onde de la lumière. Plusieurs modèles théoriques ont été développés pour corréler les indices de réfraction des cristaux liquides avec la température et la longueur d'onde de fonctionnement [2].

IV-3 La Biréfringence

Les cristaux liquides présentent une anisotropie optique ou une biréfringence (Δn). Il s'agit d'une propriété physique essentielle des cristaux liquides et d'un élément clé dans leur mise en œuvre dans l'affichage [1, 3], les dispositifs photoniques [4], le traitement du signal de communication [5] et l'orientation du faisceau [6].

Lorsque la lumière se propage à travers des milieux anisotropes tels que des cristaux liquides, elle se divise en deux rayons qui traversent le matériau à des vitesses

différentes et ont donc des indices de réfraction différents, l'indice ordinaire (n_o) et l'indice extraordinaire (n_e), et la différence est appelée biréfringence ou double réfraction ($\Delta n = n_e - n_o$). Selon les valeurs de n_e et n_o , la biréfringence peut être positive ou négative [7, 8].

La température joue un rôle fondamental en affectant les indices de réfraction des CL. Lorsque la température augmente, les indices de réfraction ordinaires (n_o) et extraordinaires (n_e) des CL se comportent différemment les uns des autres [9,10].

IV-4 Structure moléculaire et composition chimique d'une cellule CL

Les phases de cristaux liquides sont appelées phases intermédiaires ou mésophases. Il existe différents types de phases CL avec différentes propriétés optiques telles que les phases thermotropes, lyotropes et méallotropes. La transition de phase des CL thermotropes dans la phase CL dépend de la température. De plus, les CL thermotropes seront convertis en phase liquide conventionnelle à haute température avec un ordre moléculaire aléatoire et isotrope. Cependant, la transition de phase des CL lyotropes dépend de la température et de la concentration des molécules de CL dans un solvant. Les CL thermotropes et lyotropes sont composés de molécules organiques, tandis que les CL méallotropes ont des molécules organiques et inorganiques. Par conséquent, la transition de phase CL des CL méallotropiques est fonction de la température, de la concentration et du rapport de composition inorganique-organique.

IV-5 Cristaux liquides thermotropes

La formation de la mésophase thermotrope [2] est fonction de la température et peut se produire dans une certaine plage de température. A haute température, l'ordre de phase CL sera détruit, et donc une phase liquide isotrope classique sera formée, alors qu'à une température trop basse, un cristal anisotrope classique sera obtenu. Il existe de nombreuses mésophases CL thermotropes, appelées mésogènes, telles que les phases nématiques, smectiques, chirales, bleues et discotiques.

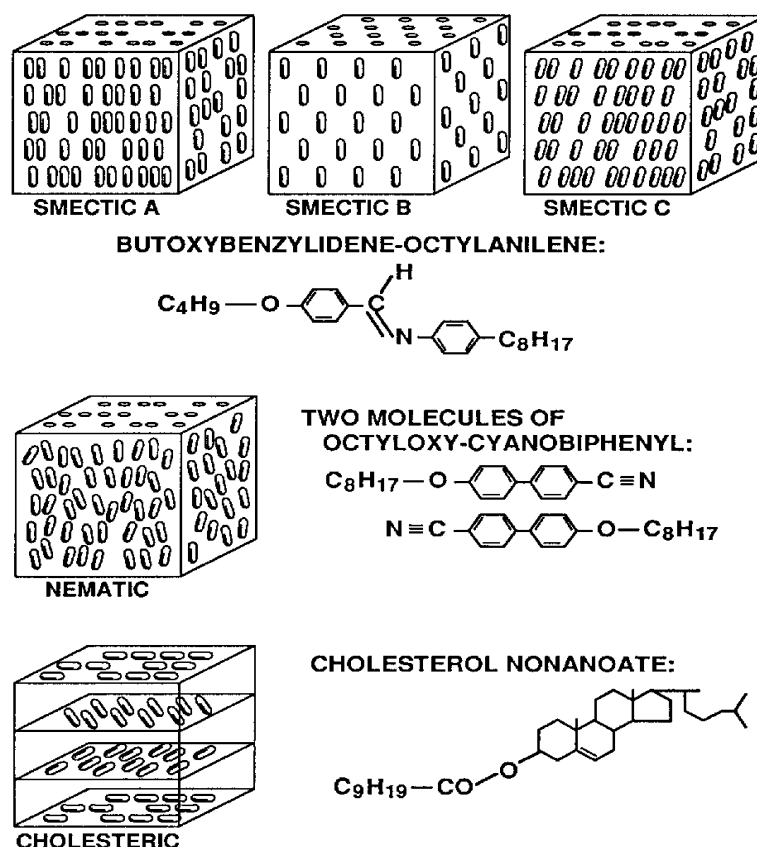


Fig IV-2 : Illustration de trois cristaux liquides thermotropes : nématique, smectique et cholestérique [11].

IV-5.1 Phase nématique

La phase CL nématique (CL-N) est l'une des phases CL les plus courantes au cours de laquelle l'orientation des molécules, comme le montre la figure IV.3, est corrélée avec une orientation locale préférée. L'orientation locale des molécules est décrite par un vecteur unitaire pointant dans la même direction que l'axe des molécules CL et appelé directeur n . L'orientation du directeur peut être contrôlée à l'aide d'un champ électrique statique externe. À cet égard, les molécules CL ont tendance à aligner leur axe en fonction du champ appliqué, de sorte que les indices de réfraction des CL-N dépendent de la température. Les CL-N peuvent également être réglés thermiquement. En raison de ces propriétés accordables, les CL-N ont de nombreuses applications connexes, en particulier dans les écrans à CL (LCD).

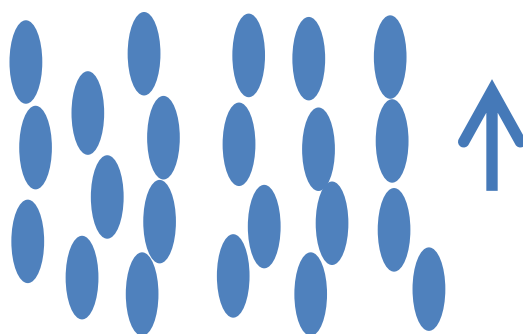


Fig IV.3 Schéma de principe de l'alignement de phase CL nématique

Le cristal liquide nématique utilisé dans cette étude est le mélange de cristaux liquides, E7 (Fig. IV-4) qui consiste en un mélange de 50,6 % de 4-pentyl-4'-cyanobiphényle, 25,2 % de 4-heptyl-4'-cyanobiphényle, 17,8 % de 4-octyl-4'-cyanobiphényle et 6,4 % de 4-pentyl-4'-cyanoterphényle de point d'éclaircissement environ 58 °C [11].

Tableau. IV-1. Composition chimique du mélange de cristaux liquides nématiques E7.

La désignation	Formule moléculaire	Composition	Poids moléculaire g/mol
a) 5CB	$C_{18}H_{19}N$	51%	249.36
b) 7CB	$C_{20}H_{23}N$	25%	277.41
c) 8OCB	$C_{21}H_{25}NO$	16%	307.44
d) 5CT	$C_{24}H_{23}N$	8%	325.45

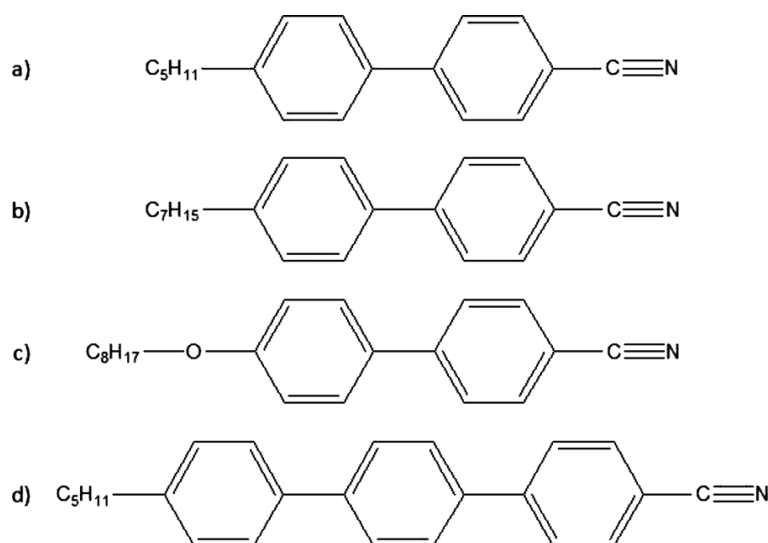


Fig. IV-4. Composition chimique du mélange de cristaux liquides nématiques E7.

IV-6 Propriétés physiques des Cristaux Liquides CL dans les champs externes

Les CL peuvent être utilisés dans de nombreuses applications en raison du contrôle réglable des propriétés macroscopiques du système CL. À cet égard, les champs électriques et magnétiques peuvent être utilisés pour contrôler ces propriétés. De plus, les amplitudes des champs externes ainsi que la disposition correspondante du directeur CL sont les principaux facteurs pour le choix des applications appropriées. De plus, des traitements de surface spéciaux et des couches d'alignement peuvent être utilisés pour appliquer des orientations spécifiques du directeur du CL. Dans les sous-sections suivantes, les effets des champs externes sur l'orientation CL seront brièvement décrits [2].

IV-6.1 Effet de champ électrique

La réponse des molécules CL à l'application d'un champ électrique dépend des propriétés diélectriques du CL. En supposant des phases CL uniaxiales avec un système de coordonnées macroscopiques x, y, z . Si l'axe z est parallèle à la directrice n du CL, deux permittivités principales peuvent être obtenues : $\epsilon_{||}$ et $\epsilon_{\perp}$. $\epsilon_{||}$ est parallèle au directeur $\epsilon_{||} = \epsilon_{zz}$, tandis que $\epsilon_{\perp}$ est perpendiculaire à la directrice où $\epsilon_{\perp} = 1/2(\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy})$. Par conséquent, l'anisotropie diélectrique du matériau CL peut être exprimée sous la forme $\Delta\epsilon = (\epsilon_{||} - \epsilon_{\perp})$, qui peut avoir des valeurs positives ou négatives. Il convient de noter que la permittivité du matériau est une mesure de la façon dont un champ électrique affecte et est affecté par un milieu diélectrique. De plus, la permittivité est une mesure de la facilité avec laquelle un diélectrique se polarise en réponse à un champ électrique.

Les matériaux CL peuvent avoir des molécules polaires ou non polaires. Les molécules polaires ont des moments dipolaires permanents en raison de la légère séparation entre les charges positives et négatives dans la molécule. Cependant, les dipôles électriques induits à travers des molécules non polaires peuvent être créés par un champ électrique appliqué qui peut légèrement séparer les charges positives et négatives dans les molécules. Dans ce cas, les dipôles électriques induits dans les molécules non polaires sont beaucoup plus faibles que les dipôles électriques

permanents dans les molécules polaires ; cependant, ils subissent les mêmes forces dans un champ électrique.

Les dipôles permanents ou induits se produisent à travers les molécules CL le long ou à travers le long axe moléculaire. Si le moment dipolaire et le grand axe moléculaire sont parallèles, alors $\Delta\epsilon > 0$. Par conséquent, les molécules seront orientées le long de la direction du champ électrique, comme le montre la figure IV.5 (a). Cependant, les molécules seront orientées perpendiculairement à la direction du champ électrique si les molécules ont des moments dipolaires normaux au grand axe moléculaire avec $\Delta\epsilon < 0$, comme le montre la figure IV.5 (b).

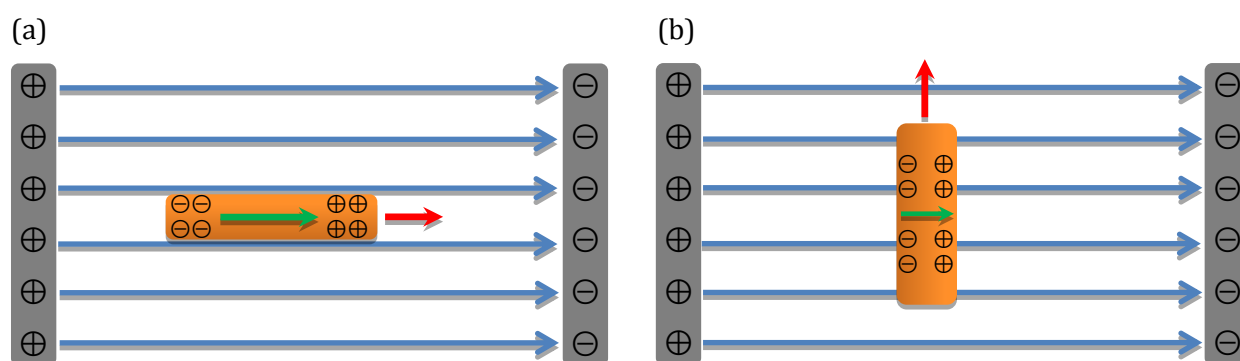


Fig. IV.5 L'effet d'un champ électrique sur les molécules CL avec (a) un $\Delta\epsilon$ positif et (b) un $\Delta\epsilon$ négatif

Ces dernières années, les structures des CPhs ont suscité un intérêt croissant [12–15]. Les CPhs sont des périodicités de diélectriques capables de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques les traversant [12]. La variation périodique de leurs propriétés physiques (constante diélectrique) conduit à des bandes photoniques de longueurs d'onde auxquelles la lumière peut se propager ou être réfléchie [13, 14]. Diverses structures ont été étudiées comme des capteurs optiques, tels que des capteurs de gaz [15, 16], des capteurs mécaniques [17], des capteurs biochimiques [18, 19] et des capteurs d'indice de réfraction [20–23]. Ils sont utilisés dans les systèmes de contrôle du flux lumineux, tels que les guides d'ondes, les fibres optiques et les filtres optiques [24–27].

Dans cette étude, un CPh-1D avec la microcavité centrale du cristal liquide nématique (CL-N) est analysé et discuté en utilisant la méthode d'analyse d'onde couplée rigoureuse (RCWA). Une microcavité est insérée dans le CPh-1D par le défaut d'air, ce qui la rend idéale pour mesurer les propriétés d'un CL-N contenu à l'intérieur

de la microcavité. Ici, la simulation est considérée pour CL-N (E7) en tant que capteur thermique. Le principe du fonctionnement du capteur thermique à cristal photonique est étudié dans le mode TE du faisceau incident. Nous effectuons une étude détaillée du capteur thermique avec des différences dans la largeur de la microcavité centrale de CL-N. La sensibilité et le facteur de qualité sont évalués. Par rapport aux autres capteurs à cristal photonique mentionnés précédemment, ce capteur optique thermique a une structure beaucoup plus simple et une sensibilité plus élevée.

Pour obtenir des cristaux photoniques à une, deux et trois dimensions, différents matériaux et méthodes ont été utilisés [28]. La variation périodique de leurs propriétés physiques (constante diélectrique) conduit à des bandes photoniques de longueurs d'onde auxquelles la lumière peut se propager ou s'arrêter [29]. Les CPhs-1D ont gagné beaucoup d'intérêt pour la fabrication de divers composants dans des circuits intégrés photoniques à base de silicium à une longueur d'onde IR en raison de la facilité de fabrication [34, 37]. L'étude et la conception de CPh facilement produites avec une microcavité centrale CL-N à des fréquences optiques ont montré un intérêt croissant [38, 39].

Le CPh dopée avec un matériau CL-N a récemment fait l'objet d'une grande attention de la part de la recherche [30–36]. Avec l'orientation de la forme cristalline, les molécules de la CL-N ont un degré d'ordre [37]. En raison de ses qualités optoélectriques et de sa sensibilité à la température, le CL-N a une large gamme d'applications. Le CPh-1D décrit dans ces études a deux larges bandes interdites photoniques de 400 nm à 650 nm et de 850 nm à 1900 nm.

Par ailleurs, l'orientation de polarisation de la lumière propagée dans CPh-1D N-CL peut être régulée par la direction du champ électrique appliqué [23]. De plus, Lai et al. ont rapporté les propriétés spectrales d'un CPh-1D accordable électriquement infiltré avec du CL-N torsadé [16]. Les structures multicouches diélectriques contenant des CL-N ont été utilisées dans une large gamme d'applications [38–41].

Dans ce chapitre, une multicouche diélectrique 1-D avec un défaut CL-N est étudiée pour un capteur thermique d'indice de réfraction de CL-N dans une région de longueur d'onde infrarouge. Il est nécessaire que certains dispositifs photoniques fonctionnant dans la région infrarouge comprennent les indices de réfraction CL-N dans cette région lumineuse. Les couches de matériaux sélectionnés sont utilisées dans la

présente structure pour obtenir un contraste élevé entre le haut indice de réfraction des couches et pour fournir un champ optique élevé dans la microcavité centrale [27]. Afin d'utiliser potentiellement la structure donnée comme capteur thermique, la microcavité est modifiée avec différentes valeurs de largeur de défaut WLc.

L'effet des paramètres structurels sur l'efficacité de la conception proposée a été étudié.

Pendant ce temps, en optimisant les paramètres de la couche de défaut centrale CL-N avec différentes largeurs de capteur thermique, de meilleures performances de transmission peuvent être obtenues. Nous pouvons obtenir une résolution plus élevée et un spectre de mesure plus large de RI avec cette structure.

VI-7 Théorie et principe

La structure à l'étude, représentée sur la fig. IV.6, une structure multicouche périodique de taille finie, se présente sous la forme de (H) (LH) 3 (CL-N) (HL) 3 (H), où H = Si, L = Air et une couche CL-N de type (E7) intégré au niveau du défaut central. En supposant l'axe optique des molécules anisotropes dans le plan X-Z, le tenseur diélectrique du milieu CL-N est donné par [31]

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} n_e^2 \cos^2 \phi + n_o^2 \sin^2 \phi & 0 & (n_e^2 - n_o^2) \sin \phi \cos \phi \\ 0 & n_e^2 & 0 \\ (n_e^2 - n_o^2) \sin \phi \cos \phi & 0 & n_o^2 \cos^2 \phi + n_e^2 \sin^2 \phi \end{bmatrix} \quad (IV - 1)$$

Dans les équations ci-dessus, l'angle entre l'axe optique des molécules anisotropes et la direction z est appelé angle d'inclinaison ϕ [42].

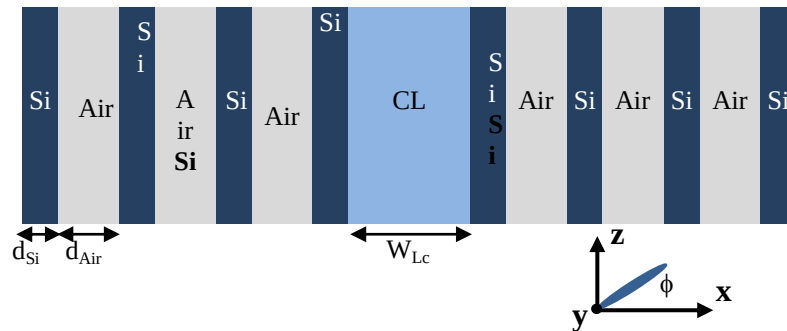


Fig IV-6. Coupe transversale de la structure CPh-1D à couche de défaut centrale CL-N.

Lorsque la tension de polarisation V est appliquée, sous l'application d'un champ électrique, les molécules de cristaux liquides tournent de $\emptyset$ degrés.

L'indice de réfraction pour l'extraordinaire lumière n_{eff} de chaque couche est modifié avec la tension appliquée, ainsi que la lumière se propageant avec le cristal liquide. Leurs valeurs sont données par [43],

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{n_e^2 n_o^2}{n_e^2 \cos^2 \emptyset + n_o^2 \sin^2 \emptyset}} \quad (IV - 2)$$

Ainsi, une modulation de la permittivité des cristaux liquides est réalisée. Autrement dit, le champ électrique produit par la tension de polarisation modifie la permittivité du cristal liquide [43].

Les cristaux liquides thermotropes sont utilisés pour la plupart des applications basées sur CL-N. Les propriétés électro-optiques des cristaux thermotropes liquides dépendent de la température [44, 45].

Les indices de réfraction, en particulier, l'indice de réfraction extraordinaire n_e , sont également sensibles à la température. Il n'y a pas de relation linéaire entre la température et n_e , ni entre la température et n_o . Nous définirons la longueur d'onde de résonance du capteur thermique dont il existe une relation linéaire entre la longueur d'onde de résonance et la température [46–49].

Dans le cas de E7, les indices de réfraction n_o ordinaire et extraordinaire n_e mesurés montrent que n_e diminue toujours lorsque la température augmente, tandis que n_o diminue d'abord modestement et n'augmente qu'après que la température dépasse 50 °. L'indice effectif est n_e lorsque le champ électrique est ajouté au CL-N [44]. A cet effet, le faisceau particulier serait utilisé dans la méthode de détection thermique.

A une longueur d'onde de fonctionnement de 1550 nm, les indices de réfraction extraordinaires n_e diminuent de 1.710 à 1.580 en changeant la température de 15.6°C à 49.6°C [44]. Les indices de réfraction ordinaires n_o varient entre l'augmentation et la diminution lorsque la température augmente de 1,50 à 1,5180 [44, 45]. L'influence de

l'angle de la couche CL-N $\emptyset$ sur les propriétés de propagation de la conception proposée sera tout d'abord étudiée.

En raison des changements de l'angle de rotation $\emptyset$ de la couche CL-N, la transition entre ces modes de fonctionnement est $\emptyset = 0^\circ$, $\varepsilon_r = [n_e^2 \ n_0^2 \ n_0^2]$ tandis qu'à $\emptyset = 90^\circ$, $\varepsilon_r = [n_0^2 \ n_e^2 \ n_e^2]$ comme le montre la Fig.IV-7

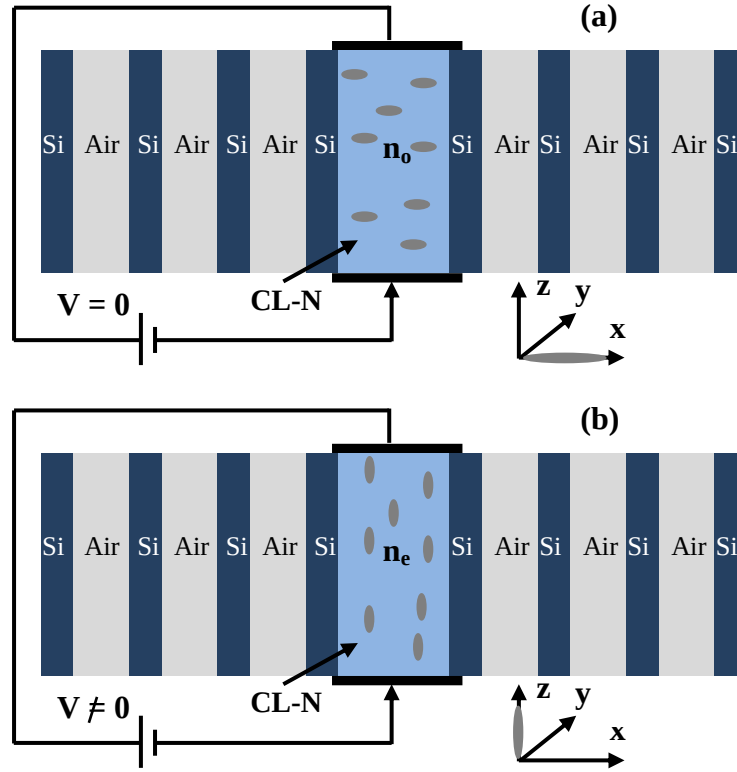


Fig IV-7. Schéma de principe de fonctionnement du PhC-1D. Aux (a) $\emptyset = 0^\circ$ et (b) $\emptyset = 90^\circ$ de la structure de microcavité CL-N.

IV-8 Résultats et discussions

L'influence des paramètres géométriques de la structure sur l'efficacité de la conception proposée a été étudiée en utilisant le contenu de la microcavité centrale CPh-1D CL-N pour nos calculs de transmission et la sensibilité au champ électromagnétique. L'influence des paramètres géométriques de la structure sur l'efficacité de la structure proposée a été testée pour analyser la teneur en défauts CPh-1D CL-N pour nos mesures de transmission et la sensibilité aux champs électromagnétiques. Pour une estimation de la structure, le RCWA est effectué et il est amélioré avec la théorie de la ligne de transmission modale (MTL).

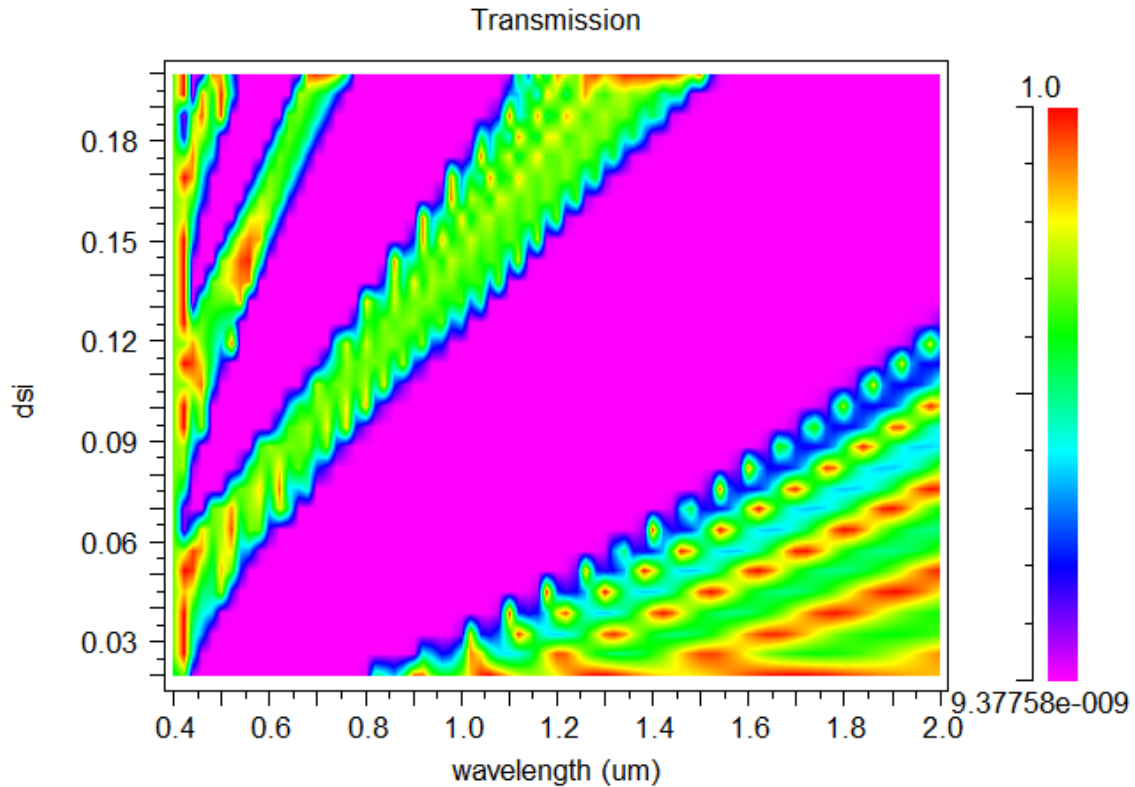


Fig IV-8. Carte de la bande interdite CPh-1D.

La figure IV-8 montre la carte du gap résultante où pour chaque valeur de largeurs des couches diélectriques (Si), les différentes couleurs indiquent quelle polarisation d'intervalle, le cas échéant, a été trouvée. La carte du gap indique que le gap TE (violet) existe sur une bande interdite beaucoup plus large. Il est également facile d'identifier le Wsi optimal pour un jeu de joint. Dans cette simulation, la largeur des couches diélectriques (Air) est fixée à 200 nm.

La transmission à partir de la microcavité est vue sur la figure IV-9, avec des largeurs de cavité variables. En modifiant la largeur de la cavité, la longueur d'onde du mode de la cavité dans la bande interdite (représentée sur la figure IV-8) peut être ajustée de 0,85 à 1,85 μm .

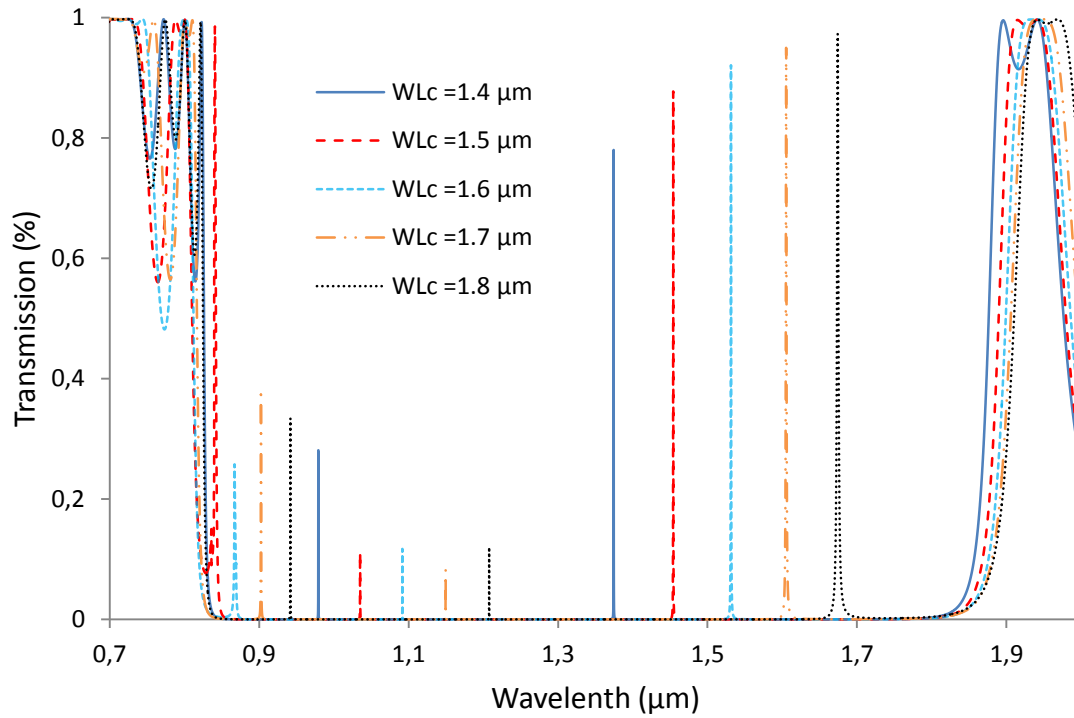


Fig IV-9. Transmission de la cavité d'air à cristal photonique 1-D avec $W_{si} = 0,1 \mu\text{m}$ et $W_{air} = 0,2 \mu\text{m}$. Pour des longueurs de cavité de 1,4 à 1,8 μm , différents modes oscillent (de gauche à droite).

On utilisera un champ électrique externe sur la couche CL-N pour analyser cette structure pour les applications de thermodétection, comme le montre la figure IV-7 (b), angle de rotation $\varnothing = 90^\circ$, et $\varepsilon_r = [n_e^2 \quad n_e^2 \quad n_e^2]$ est obtenu.

Un signal optique de diode laser est ensuite couplé par une fibre à lentilles dans la microcavité à cristal photonique. La perte de couplage serait alors minimisée et le signal émis serait mesurable. Une cible de microscope absorbe la lumière émise par le défaut, qui est ensuite détectée à l'aide d'une photodiode [27].

Les capteurs thermiques sont supposés être en contact avec le champ électrique externe. Les modes de transmission autorisés dans CPh-1D CL-N sont représentés sur les Fig. IV-10 et IV-11 à différentes largeurs CL-N. Le mode TE autorisé est à des largeurs CL-N de 1,4, 1,5, 1,6, 1,7 et 1,8 μm .

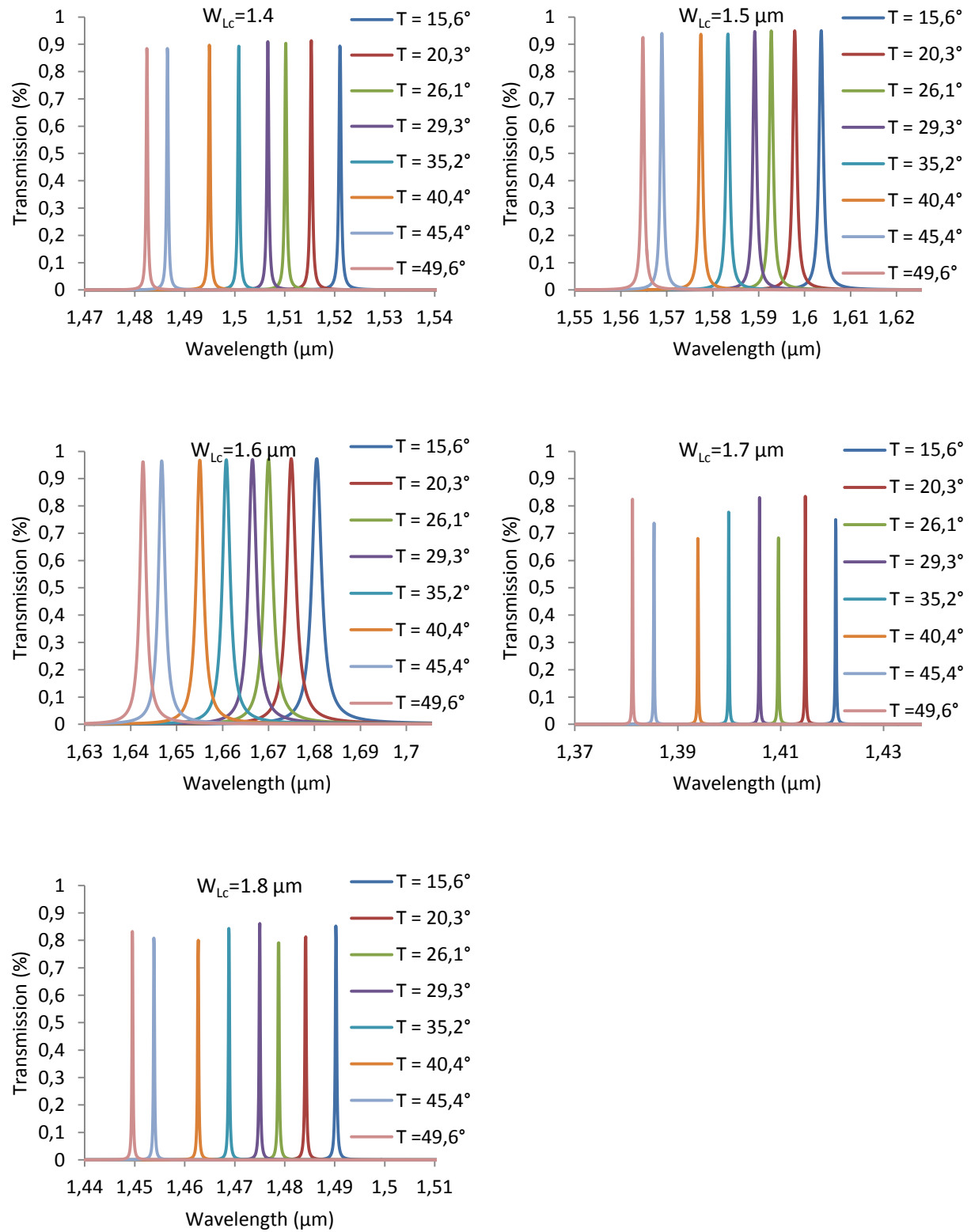


Fig. IV-10 Transmission dépendante de la longueur d'onde du mode TE à différentes températures et différentes largeurs (a) $W_{Lc} = 1,4 \mu m$. (b) $W_{Lc} = 1,5 \mu m$. (c) $W_{Lc} = 1,6 \mu m$. (d) $W_{Lc} = 1,7 \mu m$. (e) $W_{Lc} = 1,8 \mu m$.

La microcavité, qui est décalée dans la bande interdite lorsque les largeurs CL-N sont modifiées, permet un mode de défaut unique. Lorsqu'une température différente est considérée dans le mode de défaut, des changements de longueur d'onde se produisent. Il en résulte un décalage dans la plage de propagation de sortie qui correspond au changement d'IR.

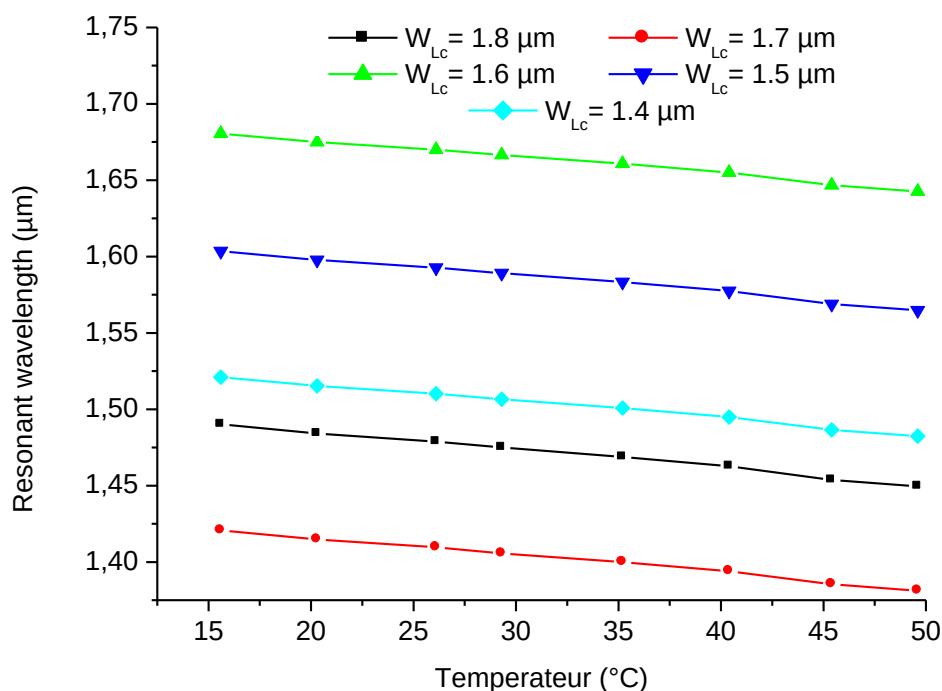


Fig. IV-11 Le décalage de la longueur d'onde de résonance en fonction de la température dans le cas du mode TE.

La figure IV-11 indique que la longueur d'onde de résonance est fortement influencée par la variation de la largeur et de la température de la couche de défaut CL-N de conception. La sensibilité du capteur thermique proposé serait également influencée par la largeur et la température.

La sensibilité et le facteur de qualité sont des critères essentiels pour déterminer l'efficacité d'un capteur thermique. La sensibilité S du capteur thermique est définie par $\Delta\lambda / \Delta T$, où $\Delta\lambda$ est le décalage de longueur d'onde du mode défaut, et ΔT est le changement de température et mesuré en unité $\text{nm} / ^{\circ}\text{C}$.

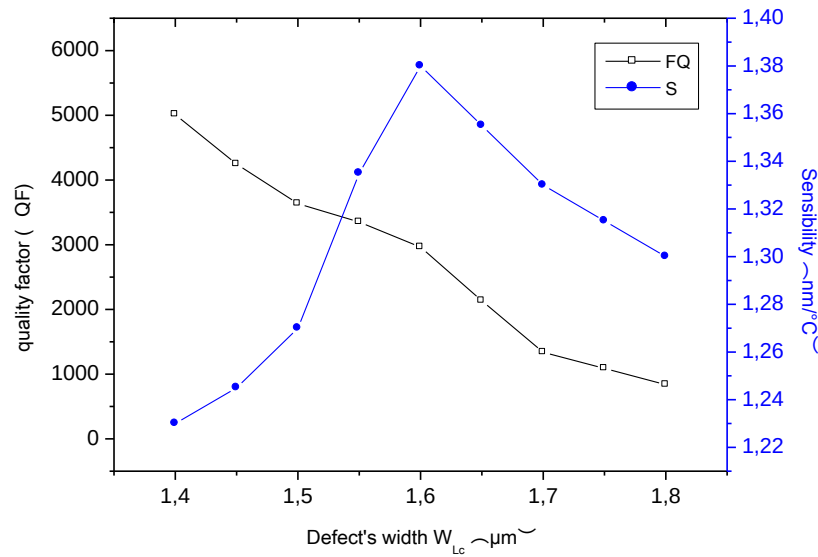


Fig IV-12. Le facteur de qualité et la sensibilité en fonction de la largeur des cristaux liquides pour le mode TE.

La figure IV-12 montre la sensibilité à la température calculée et le facteur de qualité du capteur thermique proposé avec différentes largeurs de couche de défaut CL-N pour le mode TE.

En outre, l'effet du changement de la largeur du défaut sur la sensibilité du CPh-1D proposé est très faible, comme le montre la figure IV-12. Une réponse en longueur d'onde monotone a été déclarée dans l'analyse de sensibilité et améliorée en augmentant la microcavité de largeur. De là, pour augmenter la sensibilité de la structure actuelle, les valeurs de sensibilité pour la largeur de la microcavité $W_{Lc} = 1,6 \mu m$ ($S_3 = 1,38 \text{ nm}/^{\circ}C$) sont supérieures à la largeur de la microcavité pour (1,4, 1,5, 1,7, 1,8 μm) ($S_1=1,23\text{nm}/^{\circ}C$, $S_2=1,27\text{nm}/^{\circ}C$, $S_4=1,33\text{nm}/^{\circ}C$, $S_5=1,3 \text{ nm}/^{\circ}C$), respectivement.

Le facteur de qualité est vu sur la figure IV-12 (trait noir), en fonction de la longueur de la cavité. Le facteur de qualité diminue en augmentant la largeur du défaut. Le QF offert à $W_{Lc} = 1,4 \mu m$ est égal à 5012.

Pour les applications de détection, un mode de bande passante étroite est souhaitable, et nous devons également sélectionner les paramètres de telle sorte que les pics de facteur de qualité à la longueur d'onde de l'opération.

À partir de la figure IV-11, si nous supposons que la relation entre le décalage de résonance et le RI est à peu près linéaire, le décalage de résonance est défini par l'équation suivante pour un indice de liquide donné pour prédire la fréquence de résonance après ajustement linéaire des données de simulation pour ($W_{Lc} = 1,6 \mu\text{m}$):

$$y_3 [\mu\text{m}] = (-0.0013T + 1.6984) [\mu\text{m}]$$

Nous avons déterminé la longueur d'onde de résonance du capteur thermique et trouvé une relation linéaire entre la température et la longueur d'onde de résonance. La linéarité de la courbe de longueur d'onde de résonance est d'environ $R^2 = 0,9932$, indiquant une linéarité élevée du capteur thermique.

Tableau IV-2. Comparaison de la structure proposée avec différentes conceptions de capteur CPh-1D.

références	Type de dispositif	Sensibilité (nm/°C)
[12]	PhC-1D cavity for central defect layer with a SiO_2	0.0037
[12]	PhC-1D cavity for one defect layer with a $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	0.0050
[14]	PhC-1D cavity with a dielectric-superconducting pair defect	0.012
[27]	PhC-1D central N-LC defect with MLC-9200 materiel for TE	0.328
[27]	PhC-1D central N-LC defect with a MLC-9200 materiel for TM	0.316
[40]	PhC-1D cavity for two defects layers with a $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	0.00004
Ce travail	PhC-1D central N-LC defect with an (E7) materiel for TE	1.38

En comparant avec d'autres capteurs thermiques utilisant des CPhs, notre capteur thermique proposé a une sensibilité plus élevée (tableau IV-2).

IV-9. Conclusion

Pour la détection de longueur d'onde infrarouge (IR), une microcavité multicouche diélectrique 1D de CL-N à un champ est étudiée. Pour créer une cavité, un défaut air-central est utilisé. La théorie de la détection est basée sur le décalage de résonance de la résonance de la couche centrale de défauts CL-N en fonction de l'IR, ce qui conduit à un décalage du spectre de transmission de sortie. L'effet de l'ajustement des paramètres structuraux sur la structure proposée a été étudié pour fournir une meilleure sensibilité et un meilleur facteur de qualité.

Pour améliorer la sensibilité et la résolution du capteur thermique, une méthode est présentée. Un capteur thermique peut être obtenu dans la gamme de longueurs d'onde souhaitée en choisissant la valeur acceptable des paramètres géométriques de la structure proposée.

Nous constatons que cette conception a une sensibilité et un facteur de qualité plus élevés que les autres structures, et la longueur d'onde de résonance change de 0,1386 nm pour $n = 0,1^\circ\text{C}$. La sensibilité du capteur peut atteindre 1,38 nm / $^\circ\text{C}$ et l'efficacité de la transmission peut atteindre 95 à 97% dans la plage de températures de 15 à 50 $^\circ\text{C}$. Le capteur thermique attribué au plus grand défaut CL-N utilisé ici présente une structure simple avec une telle largeur de 1,6 μm et peut être intégré dans des circuits photoniques à base de silicium.

Références

- [1] S. Wu, DK. Yang, Reflective Liquid Crystal Displays. New York: Wiley; (2001).
- [2] S. Obayya, M. Farhat, O. Hameed, F.F Nihal. Areed Computational Liquid Crystal Photonics Fundamentals, Modelling and Applications. John Wiley & Sons, (2016).
- [3] M. Abuleil, I. Abdulhalim, Birefringence measurement using rotating analyzer approach and quadrature cross points. Optical Society of America. 53.2097 (2014).
- [4] S. Wu, C. Hsu, Y. Chuang, Room temperature Bis-tolane liquid crystals. Japanese Journal of Applied Physics.;38, (1999).
- [5] C. Yang, C. Lin, R. Pan, C. Que, K. Yamamoto, M. Tani, C. Pan, The complex refractive indices of the liquid crystal mixture E7 in the Terhertz frequency range. Optical Society of America.;27, (2010).
- [6] P. Mc Manamon, T. Dorschner, D. Corkum, L. Friedman, D. Hobbs, M. Holz, S. Liberman, H. Nguyen , D. Resler, R. Sharp, E. Watson, Optical phased Array technology. Proceedings of IEEE. 84, (1996).
- [7] T. Scharf, Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers. John Wiley and Sons, Inc.; (2007).
- [8] S. Durbin, S. Arakelian, M. Cheung, Y. Shen, Highly nonlinear optical effects in liquid crystals. Journal of Physique.;44:161-169, (1983).
- [9] K. Thingujam, S. Sarkar, B. Choudhury, A. Bhattacharjee, Effect of temperature on the refractive indices of liquid crystals and validation of a modified four-parameter model. Acta Physica Polonica A.;122, (2012).
- [10] L. Abdulkareem, S. Abdalah, K. Al Naimee, R. Meucci, Temperature effect on nonlinear refractive indices of liquid crystals in visible and NIR. Optics Communications.;363:188-194, (2016).
- [11] M. Bass, E. Van Stryland, D. Williams, W. Wolfe. Handbook Of Optics Volume II Devices , Measurements , and Properties, McGraw-Hill , Inc, (1995).
- [12] Y. H.Chang, Y. Y. Jhu, and C. J. Wu, "Temperature dependence of defect mode in a defective photonic crystal," *Optics Communications*, Vol. 285, No. 6, 1501–1504, (2012).
- [13] F. Bougriou, al., "Optofluidic sensor using two-dimensional photonic crystal waveguides," *Eur.Phys. J. Appl. Phys.*, Vol. 62, No. 1, 11201–11205, (2013).

- [14] J. J. Wu, J. X. Gao, “Low temperature sensor based on one-dimensional photonic crystals with a dielectric-superconducting pair defect,” *Optik*, Vol. 126, No. 24, 5368–5371, (2015).
- [15] L. Ma, T. Katagiri, Y. Matsuura, “Surface-plasmon resonance sensor using silica-core Bragg fiber,” *Opt. Lett.*, Vol. 34, No. 7, 1069–1071, (2009).
- [16] W. Lai, S. Chakravarty, X. Wang, C. Lin, and R. T. Chen, “On-chip methane sensing by near-IR absorption signatures in a photonic crystal slot waveguide,” *Opt. Lett.*, Vol. 36, 984–986, (2011).
- [17] Y. Zhang, Y. Zhao, Q. Wang, “Measurement of methane concentration with cryptophane E infiltrated photonic crystal microcavity,” *Sens. Actuators B: Chem.*, Vol. 209, 431–437, (2015).
- [18] Y. Chang, Y. Jhu, C. Wu, “Temperature dependence of defect mode in a defective photonic crystal,” *Optics Communications*, Vol. 285, 1501–1504, (2012).
- [19] Y. Zhang, Y. Zhao, R. Lv, “A review for optical sensors based on photonic crystal cavities,” *Sens. Actuators A: Phys.*, Vol. 233, 374–389, (2015).
- [20] Y. Liu, H. W. M. Salemink, “All-optical on-chip sensor for high refractive index sensing in photonic crystals,” *EPL*, Vol. 107, Nos. 1–5, 34008, (2014).
- [21] S. Zheng, B. Shan, M. Ghandehari, and J. Ou, “Sensitivity characterization of cladding modes in long-period gratings photonic crystal fiber for structural health monitoring,” *Measurement*, Vol. 72, 43–51, (2015).
- [22] S. Zheng, Y. Zhu, S. Krishnaswamy, “Nanofilm-coated photonic crystal fiber long-period gratings with modal transition for high chemical sensitivity and selectivity,” *SPIE*, Vol. 8346, 83460D, (2012).
- [23] C. Fenzl, T. Hirsch, and O. S. Wolfbeis, “Photonic crystals for chemical sensing and biosensing,” *Angew. Chem. Int. Edit.*, Vol. 53, 3318–3335, (2014).
- [24] Q. H. Gong, X.-Y. Hu, “Ultrafast photonic crystal optical switching,” *Front. Phys. China*, Vol. 1, 171, (2006).
- [25] A. Singh, K. B. Thapa, N. Kumar, “Analysis and design of optical biosensors using onedimensional photonic crystals,” *Optik*, Vol. 126, No. 2, 244–250, (2015).

- [26] S. Awasthi, S. P. Ojha, “Design of a tunable optical filter by using a one-dimensional ternary photonic band gap material,” *Progress In Electromagnetics Research M*, Vol. 4, 117-132, (2008).
- [27] M. Mohebbi, “Refractive index sensing of gases based on a one-dimensional photonic crystal nanocavity,” *J. Sens. Sens. Syst.*, Vol. 4, No. 1, 209-215, (2015).
- [28] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Vol. 80, Springer Science & Business Media, (2004).
- [29] M. Skorobogatiy, J. Yang, *Fundamentals of Photonic Crystal Guiding*, Cambridge University Press, (2009).
- [30] B. Mounir, C. Haouari, A. Said, and A. Hocini, “Analysis of highly sensitive biosensor for glucose based on a one-dimensional photonic crystal nanocavity,” *Optical Engineering*, Vol. 58, No. 2, 027102, (2019).
- [31] P. C. Wu, W. Lee, “One-dimensional photonic crystals containing memory-enabling liquid crystal defect layers,” *Proc. SPIE*, Vol. 8828, 1-10, (2013).
- [32] M. S. Mohamed, M. F. O. Hameed, M. M. El-Okr, and S. S. A. Obayya, “Characterization of one-dimensional liquid crystal photonic crystal structure,” *Optik*, Vol. 127, 8774-8781, (2016).
- [33] M. Bouras A. Hocini, “Mode conversion in magneto-optic rib waveguide made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles,” *Optics Communications*, Vol. 363, 138-144, (2016).
- [34] M. Marthandappa, R. Somashekar, H. Nagappa, “Electro-optic effects in nematic liquid crystals,” *Phy. State Sol. (A)*, 127-259, (1991).
- [35] H. Armand, M. D. Ardakani, “Theoretical study of liquid crystal dielectric-loaded plasmonic waveguide,” *International Journal of Microwave and Wireless Technologies*, Vol. 9, No. 2, 275, (2017).
- [36] Y. Liu, Y. Liu, H. Li, D. Jiang, W. Cao, H. Chen, L. Xia, and R. Xu, “Tunable microwave bandpass filter integrated power divider based on the high anisotropy electro-optic nematic liquid crystal,” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 87, 074709, (2016).
- [37] J. Li, C. H. Wen, S. Gauza, R. Lu, and S. Wu, “Refractive indices of liquid crystals for display applications,” *IEEE/OSA J. Disp. Technol.*, Vol. 1, 51-61, (2005).

- [38] J. Li, S.-T. Wu, B. Stefano, M. Riccardo, and F. Sandro, “Infrared refractive indices of liquid crystals,” *J. Appl. Phys.*, Vol. 97, 073501, (2005).
- [39] J. Li, S. T. Wu, “Extended Cauchy equations for the refractive indices of liquid crystals,” *Appl. Phys.*, Vol. 95, 896, (2004).
- [40] A. Bouzidi, D. Bria, “Low temperature sensor based on one-dimensional photonic crystals,” *International Conference on Electronic Engineering and Renewable Energy*, 157-163, Springer, Singapore, (2018).
- [41] A. Hocini, M. Bouras, and H. Amata, “Theoretical investigations on optical properties of magneto-optical thinfilm on ion-exchanged glass waveguide,” *Opt. Mater.*, Vol. 35, No. 9, 1669-1674, (2013).
- [42] N. Dermeche, M. Bouras, and R. Abdi-Ghaleh, “Existence of high Faraday rotation and transmittance in magneto photonic crystals made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles,” *Optik*, Vol. 198, 163225, (2019).
- [43] Y. Liu, Y. Liu, H. Li, D. Jiang, W. Cao, H. Chen, L. Xia, and R. Xu, “Tunable microwave bandpass filter integrated power divider based on the high anisotropy electro-optic nematic liquid crystal,” *Review of Scientific Instruments*, Vol. 87, 074709, (2016).
- [44] B. Mounir, C. Haouari, A. Said, and A. Hocini, “Analysis of highly sensitive biosensor for glucose based on a one-dimensional photonic crystal nanocavity,” *Optical Engineering*, Vol. 58, No. 2, 027102, (2019).
- [45] J. Li, S. T. Wu, “Extended Cauchy equations for the refractive indices of liquid crystals,” *Appl. Phys.*, Vol. 95, 896, (2004).
- [46] A. Monmayrant, al. “Full optical confinement in 1D mesoscopic photonic crystal-based microcavities: An experimental demonstration,” *Optics Express*, Vol. 25, No. 23, 28288-28294, (2017).
- [47] A. D’orazio, “Infiltrated liquid crystal photonic bandgap devices for switching and tunable filtering,” *Fiber and Integrated Optics*, Vol. 22, No. 3, 161-172, (2003).
- [48] T. S. Perova, al., “Tunable one-dimensional photonic crystal structures based on grooved Si infiltrated with liquid crystal E7,” *Phy. State Sol. (C)*, Vol. 4, No. 6, 1961-1965, (2007).

[49] A. E. Miroshnichenko, E. Brasselet, Y. S. Kivshar, “All-optical switching and multistability in photonic structures with liquid crystal defects,” *Applied Physics Letters*, Vol. 92, No. 25, 230, (2008).

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'ensemble du travail présenté dans ce manuscrit constitue une contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques unidimensionnels (CPhs-1D). Les CPhs sont très attrayants en tant que plate-forme de détection optofluidique car ils possèdent des vides naturels qui permettent l'infiltration de fluide. Pour cela, nous nous sommes particulièrement intéressés aux capteurs à indice de réfraction (IR). Pour la mesure d'indice de réfraction (IR), ces derniers ont été un sujet de recherche très captivant ces dernières années, et actuellement, de nouvelles technologies sont proposées. L'application des capteurs RI inclut les mesures de paramètres tels que : la température, l'humidité, la composition chimique, la détection d'ADN, des protéines, des cellules et des bactéries. Le CPh dispose d'un large éventail de détection, ce qui le rend applicable dans une large gamme dynamique des mesures RI s'étendant de l'air jusqu'aux fluides très visqueux comme l'huile ou les polymères.

Au cours de ce travail, nous avons étudié des capteurs à base de cristaux photoniques unidimensionnels, afin d'enregistrer la concentration de solution de glucose ensuite la détection de température à l'aide des cristaux liquides. Pour cela, nous agissons sur les dimensions de cristal photonique 1D telles que le nombre de couches, l'angle d'excitation $\varphi(^{\circ})$, et l'emplacement d'un défaut. L'objectif visé est l'optimisation de la sensibilité et la limite de détection du biocapteur.

Nous avons exploité le logiciel RSoft CAD et nous avons trouvé qu'il existe une bande interdite photonique dans la région NIR de 850 nm à 1750 nm avec une largeur de bande interdite $\Delta\lambda = 900$ nm. Par ailleurs nous constatons à partir de la 7ème couches que la largeur de la bande interdite photonique devient constante est égale $\Delta\lambda = 860$ nm dans les deux types d'excitation (TE et TM). On trouve également, que l'effet d'angle d'excitation $\varphi(^{\circ})$ sur la largeur de la bande interdite photonique dépend aux modes d'excitation (TE ou TM), et le meilleur emplacement d'un défaut existe au centre. En fin nous avons exploité l'emplacement d'un défaut existe au centre pour enregistrer les différentes concentrations de solution de glucose.

En outre, à la valeur de $D = 500$ nm et $D = 600$ nm, les spectres de transmission TE ou TM présentent des transmissions maximales inférieures à des longueurs d'onde

de résonance pour certaines valeurs de concentration de glucose. La sensibilité de ce biocapteur IR a atteint la valeur de 1118nm/RIU pour un shift d'indice de $\Delta n = 0.001$.

Cette amélioration est susceptible d'intérêt pour les applications des biocapteurs où, par exemple, les réactions biochimiques sont contrôlées en mesurant les faibles changements d'indice de réfraction dans des milieux réactionnels. D'après les résultats obtenus, les structures proposées dans ce travail constituent une plateforme prometteuse pour les applications de détection.