

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS – SETIF 1



Université Ferhat ABBAS Sétif 1
FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

THÈSE

Présentée au Département d'Electronique

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electronique

Option : Electronique et Commande
Industrielle

Par

ZEGADI RAMI

THÈME

**Etude, conception et modélisation de capteurs à base de
cristaux Photoniques pour les systèmes à régulation
autonome.**

Soutenue le 15/03/2021 devant le Jury :

BOUGUEZEL Saad	Professeur	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Président
ZIET Lahcène	Professeur	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Directeur de thèse
CHARRIER Joel	M.C.A	Univ. Rennes 1	Co-encadreur de thèse
ZEBIRI Chemseddine	M.C.A	Univ. Ferhat Abbas Sétif 1	Examineur
HOCINI Abdesselam	Professeur	Univ. Mohamed Boudiaf M'sila	Examineur

À mes chers parents

Remerciements

Avec l'aide de Dieu tout puissant, j'ai pu accomplir ce modeste travail.

Le travail présenté dans cette thèse s'inscrit dans le cadre des travaux de recherche du Laboratoire Electronique de puissance et commande industrielle (LEPCI) sous la direction du Professeur Krim Fateh de l'Université Ferhat Abbas Sétif 1.

Je tiens à remercier très chaleureusement mon directeur de thèse, Monsieur Ziet Lahcèn, Professeur à l'Université Ferhat Abbas Sétif 1, pour son encadrement, son suivi permanent et ses précieux conseils.

Pour son dynamisme à toute épreuve qui a permis l'aboutissement de ce travail, je tiens à remercier Dr Charrier Joel, Maitre de Conférence à l'université de Rennes, qui m'a accueilli pendant 14 mois à l'Institut Foton de Lannion. Je tiens à le remercier pour avoir accepté d'être le codirecteur de cette thèse.

Je tiens également à remercier vivement les membres du jury pour avoir accepté d'évaluer cette thèse : Bouguezel Saad, Professeur à l'Université Ferhat Abbas Sétif 1, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette soutenance.

Je remercie également Monsieur, Hocini Abdesselam Professeur à l'université Mohamed Boudiaf M'sila, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de ma soutenance.

Mes remerciements vont également à Monsieur Zebiri Chemseddine, Maitre de Conférences A de l'Université Ferhat Abbas Sétif 1, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de ma thèse.

Je remercie tous les membres de l'institut Foton de Lannion en France Loic, Momo, Monique, et bien sûr Nathalie pour leurs conseils.

Je tiens aussi à remercier Zegadi Ameer, Professeur à l'Université Ferhat Abbas Sétif 1, pour ses précieux conseils.

Je tiens à remercier tout particulièrement ceux qui me sont très chers : mes grands-parents, mes parents, en particulier mon père qui a été toujours une source d'inspiration, mes sœurs, Dina, Nouha et Rahaf, mes tantes, en particulier Farida, qui est toujours présente dans mon esprit, mes oncles, mes cousins et cousines. Merci du fond du cœur pour votre confiance, votre soutien, votre amour, et surtout votre patience.

A l'issue de ce travail, je tiens à adresser ma reconnaissance et mes remerciements à toutes les personnes qui ont contribué, chacun à sa manière, à l'accomplissement de cette thèse.

RAMI ZEGADI

Résumé

Les cristaux photoniques sont des matériaux nanostructurés dont les tailles caractéristiques submicroniques permettent un contrôle sans précédent du confinement de la lumière et rendent possible la miniaturisation des principales fonctions optiques. Justement, cette thèse constitue un ensemble de travaux qui s'appuient sur l'étude et le développement de nouveaux capteurs à base des cristaux photoniques pour la détection de différents paramètres tels que la pression, la température, les gaz, etc. ..avec une grande sensibilité en utilisant la méthode des différences finies dans le domaine temporel bidimensionnel FDTD-2D qui repose sur la résolution des équations de Maxwell.

L'application des cristaux photoniques en tant que capteurs constitue un domaine de recherche qui semble être très prometteur en raison de leur micro-structuration périodique de leur extrême miniaturisation (0.1 mm^2 de surface de détection), de leur haute sensibilité spectrale, de la sélectivité dans le mécanisme de détection et de la possibilité de les intégrer aux MEMS.

Afin de réaliser une miniaturisation du système à opérer dans l'échelle de longueur d'onde, les capteurs à base de cristaux photonique (CP), comme un nouveau type de capteurs à l'heure actuelle, attirent beaucoup d'intérêt et ont montré de nombreuses caractéristiques fascinantes.

Dans ce travail nous étudions des capteurs qui détectent la pression et la température avec différentes structures comme MZI ou ring-résonateur. Les guides d'onde en chalcogénure ou en germanium poreux ont été utilisés pour la détection de gaz (méthane CH_4 et le dioxyde de carbone CO_2) dans le moyen Infrarouge. Les résultats sont très prometteurs, en effet la sensibilité et la limite de détection calculées sont meilleures que ceux existants dans la littérature.

Mots clés : Cristaux photoniques ; capteur de pression ; FDTD ; PWE ; détection dans l'infrarouge moyen ; capteurs optiques intégrés ; facteur de puissance ; guides d'ondes ridge et slot ; matériaux en chalcogénure et germanium poreux.

Title: Study, design and modeling of sensors based on photonic crystals for autonomy regulation systems

Abstract

Photonic crystals are nano-structured materials whose characteristic submicron sizes allow unprecedented control of light confinement and make possible the miniaturization of major optical functions. Precisely, this thesis constitutes a set of works based on the design and development of new sensors based on photonic crystals for the detection of various parameters such as pressure, temperature, gases etc. ...with high sensitivity using a method based on the resolution of Maxwell's equations using the FDTD-2D finite difference method in the two-dimensional time domain.

The application of photonic crystals as sensors is an area of research that seems to be very promising due to their periodic micro-structuring of their extreme miniaturization (0.1 mm² of detection surface), their high spectral sensitivity, the selectivity in the detection mechanism and the possibility to integrate them in MEMS.

In order to achieve a miniaturization of the system to be operated in the wavelength scale, sensors based on photonic crystals (CP), as a new type of sensors at present, attract a lot of interest and have shown many fascinating characteristics.

In this work we study sensors that detect pressure and temperature with different structures such as MZI or ring-resonator. Waveguides made of chalcogenide or porous germanium have been used for the detection of gases (methane CH₄ and carbon dioxide CO₂) in the infrared medium. The results are very promising; indeed, the calculated sensitivity and detection limit are better than those existing in the literature.

Keywords: Photonic crystals; Pressure sensor; FDTD; PWE; Mid-Infrared detection; Integrated optical sensors; Power factor; Ridge and slot waveguides; Chalcogenide and Porous germanium materials.

العنوان: دراسة وتصميم ونمذجة أجهزة الاستشعار على أساس البلورات الضوئية لأنظمة تنظيم الحكم الذاتي.

الملخص:

البلورات الضوئية هي مواد ذات بنية نانوية ذات أحجام فرعية مميزة تسمح بتحكم غير مسبوق في حبس الضوء وتتيح تصغير الوظائف البصرية الرئيسية. تشكل هذه الأطروحة على وجه التحديد مجموعة من العمل الذي يعتمد على تصميم وتطوير مستشعرات جديدة تعتمد على البلورات الضوئية لاكتشاف المعلمات المختلفة مثل الضغط ودرجة الحرارة والغازات وما إلى ذلك. .. ذات الحساسية العالية باستخدام طريقة تعتمد على حل معادلات ماكسويل باستخدام طريقة الفروق المحدودة للمجال الزمني ثنائي الأبعاد-FDTD 2D.

يشكل تطبيق البلورات الضوئية كمستشعرات مجالاً بحثياً يبدو واعداً للغاية بسبب بنيتها الدقيقة الدورية لتصغيرها الشديد (0.1 مم² من سطح الكشف)، وحساسيتها الطيفية العالية، وانتقائيتها. في آلية الكشف وإمكانية دمجها في النظم الكهروميكانيكية الصغرى.

من أجل تحقيق تصغير النظام الذي سيتم تشغيله في مقياس الطول الموجي، تجذب المستشعرات القائمة على البلورات الضوئية (CP)، كنوع جديد من أجهزة الاستشعار في الوقت الحاضر، الكثير من الاهتمام وقد أظهرت العديد من الميزات الرائعة.

في هذا العمل ندرس المستشعرات التي تكتشف الضغط ودرجة الحرارة بهياكل مختلفة مثل MZI أو الرنان الدائري. تم استخدام أدلة موجات الشالكوجينير أو الجرمانيوم المسامية للكشف عن الغازات (الميثان CH₄ وثاني أكسيد الكربون CO₂) في الأشعة تحت الحمراء المتوسطة. النتائج واعده للغاية، في الواقع فإن الحساسية المحسوبة وحد الكشف أفضل من تلك الموجودة في الأبحاث المتداولة.

كلمات مفتاحية: بلورات فوتونية مقياس الضغط؛ FDTD؛ PWE. كشف منتصف الأشعة تحت الحمراء. أجهزة استشعار بصرية متكاملة عامل القوى؛ مواد الجرمانيوم المسامية والجرمانيوم.

Table des matières

REMERCIEMENTS

RÉSUMÉ

ABSTRACT

TABLES DES MATIÈRES

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 : CAPTEURS & CRISTAUX PHOTONIQUES : UN ÉTAT DE L'ART	8
I.1 Définition d'un transducteur	9
I.2 Capteurs optiques label-free pour applications de détection biochimique.	11
I.2.1 Principe	11
I.2.2 Paramètres caractérisant les performances d'un capteur	13
I.2.3 Biocapteurs optiques : état de l'art	14
I.2.3.1 Capteurs à résonance plasmon de surface	14
I.2.3.2 Capteurs interférométriques	16
I.2.3.3 Capteur basé sur un ring-résonateur	17
I.2.3.4 Limites actuelles	20
I.3 Les cristaux photoniques	21
I.3.1 Les cristaux photoniques en optique intégrée	21
I.3.1.1 Contrôle de la propagation de la lumière	21
I.3.1.2 Technologies et matériaux	23
I.3.2 Utilisation des cristaux photoniques pour la détection	25
I.3.3 État de l'art des capteurs à cristaux photoniques	26
I.3.3.1 Performances	26
I.3.3.2 Limites	28
I.4 Capteurs en optique intégrés pour le Moyen Infrarouge	28
I.4.1 Sources lumineuses émettant dans le Mid-IR	30
I.4.2 Photodétecteurs pour le Mid-IR	30

I.4.3	Développement de plateformes en optique intégrée pour le Mid-IR	33
I.5	Conclusion	35
CHAPITRE II. Capteurs de pression et de température basés sur un ring-résonateur à base de cristaux photoniques (PC) bidimensionnels		43
II.1	Introduction	45
II.2	Structure	46
II.3	Calcul de la PBG :	48
II.4	Distribution du champ	49
II.5	Etude d'un Capteur de pression	50
II.6	Etude d'un capteur de température	54
II.6.1	Principe de détection des capteurs de température.	54
II.6.2	Performances de la structure	55
II.7	Conclusion	59
Chapitre III : L'utilisation des guides d'ondes en chalcogénure ou en germanium poreux pour la détection spectroscopique		64
III.1	Introduction	65
III.2	Détection par onde évanescente	67
III.3	Matériaux poreux	68
III.3.1	L'indice de réfraction du germanium poreux (PGe)	68
III.3.2	Structures photoniques en silicium poreux	69
III.4	Théorie et conception proposée	69
III.4.1	Principe du schéma de détection des gaz basé sur les bandes d'absorption dans l'infrarouge moyen.	69
III.4.2	Optimisation des dimensions des transducteurs	73
III.4.2.1	Optimisation des dimensions du guide d'ondes ridge à des longueurs d'onde de 4.3 μ m et 7.7 μ m	74
III.4.2.2	Optimisation des dimensions des guides d'ondes slot aux longueurs d'onde de 4,3 μ m et 7,7 μ m	75
III.5	Résultats et discussion	78
III.5.1	Étude des performances d'un guide d'ondes ridge avec du matériau ChG pour les deux longueurs d'onde 4,3 μ m et 7,7 μ m	78

III.5.2	Étude des performances d'un guide d'ondes ridge en matériaux PGe pour les deux longueurs d'onde 4,3 μm et 7,7 μm	79
III.5.3	Étude des performances d'un guide d'onde slot pour les deux longueurs d'onde 4,3 μm et 7,7 μm	81
III.6	Conclusion	84
CHAPITRE IV : Réalisation des structures verticales multicouches		90
IV.1	Introduction	91
IV.2	Caractéristiques des couches poreuses	91
IV.2.1	L'épaisseur	91
IV.2.2	La porosité	92
IV.3	Différentes structures de multicouche	93
IV.3.1	Multicouches diélectriques	94
IV.3.1.1	Réflecteur de Bragg	95
IV.3.1.2	Filtre Fabry-Pérot (Microcavité)	98
IV.4	Résultats et interprétation	101
IV.4.1	Simulation du réflecteur de bragues pour les deux longueurs d'ondes 4.3 μm et 7.7 μm .	102
IV.4.2	Simulation des microcavités pour les deux longueurs d'ondes 4.3 μm et 7.7 μm .	103
IV.5	Conclusion	104
Conclusion & perspectives		106

Liste des figures

Figure	Titre	Page
	Chapitre I	
Figure I.1	Schéma du principe de fonctionnement d'un capteur	10
Figure I.2	En haut : Détection homogène du changement d'indice de réfraction - En bas : Détection de surface. Les molécules cibles (en rouge) viennent spécifiquement reconnaître les récepteurs (en noir) déposés sur la surface formant une couche modifiant localement l'inde de réfraction.	12
Figure I.3	Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme [5]	15
Figure I.4	Représentation schématique d'un interféromètre Mach-Zehnder [23] (a), Représentation schématique d'un interféromètre de Young [24] (b).	16
Figure I.5	Ring-résonateur en silicium [33]	17
Figure I.6	Modes guidés d'un ring-résonateur (a), Modes de galerie dans un micro-résonateur en forme de disque (b).	18
Figure I.7	Schéma d'un micro-résonateur en forme d'hippodrome (a), Évolution de la fonction de transfert avec la présence d'un analyte (b).	19
Figure I.8	Exemples de représentations schématiques de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).	21
Figure I.9	Illustration de l'ouverture de bande interdite dans un cristal photonique unidimensionnel ($n_2 < n_1$)	22
Figure I.10	Exemples de réalisation de cristaux photoniques. Cavité à CP 1D [54] (a), CP 2D infini [51] (b), CP 3D ayant une structure « tas de bois » [55] (c), CP 3D de type opale [56] (d).	24
Figure I.11	Principe de la mesure de transduction optique d'un résonateur à cristaux photoniques	26
Figure I.12	Région spectrale du Moyen Infrarouge [78].	29
Figure I.13	Émission spectrale des sources laser fonctionnant dans le Mi-IR [89].	30
Figure I.14	Réponse spectrale des détecteurs opérant dans le Mid-IR [91]	32

Figure I.15 Schéma d'un capteur optique intégré composé par une source lumineuse, des guides d'onde et des détecteurs sur une plateforme monolithique en silicium [96]. **33**

Figure I.16 Représentation schématique de la gamme de transparence des matériaux utilisés pour l'optique intégrée dans le Mid-IR. **34**

Chapitre II

Figure II.1 Structure du dispositif proposée. Disposition (a) et vue en 3-D (b) **47**

Figure II.2 Configuration schématique d'un capteur basé sur le PCRR pour la détection de la pression et de la température **48**

Figure II.3 La bande interdite photonique pour une polarisation TE. **48**

Figure II.4 PBGs pour le mode magnétique transversal (TM) de la structure. **49**

Figure II.5 La distribution du champ électrique en 3D du 2DPCRR. **49**

Figure II.6 Décalage de longueur d'onde résonant obtenu à la suite d'une pression hydrostatique appliquée de 1 GPa **50**

Figure II.7 Dépendance du décalage de longueur d'onde résonante à la pression hydrostatique appliquée dans la plage de pression de 0 à 10 GPa. **51**

Figure II.8 Sensibilité détectée de notre capteur de pression en fonction de la pression appliquée en surface. **53**

Figure II.9 Spectre de transmission normalisé pour différentes plages de température de 0 à 360 °C. **55**

Figure II.10 Spectre de transmission normalisé pour différentes plages de température de 0 à 360 °C avec un pas de 90 °C en zoomant sur le troisième pic. **57**

Figure II.11 Spectre de transmission normalisé lorsque la température appliquée est de 90 °C et 270 °C. **57**

Figure II.12 Relation linéaire entre la largeur du PBG et la température. **58**

Chapitre III

Figure III.1 Schéma du capteur de gaz à absorption évanescente : (a) vue en coupe et (b) vue latérale **67**

Figure III.2 Emplacement spectral des bandes d'absorption dans l'infrarouge moyen du CO₂ et du CH₄ . **70**

- Figure III.3** Types de guides d'ondes étudiés (a) guide d'ondes ridge avec matériaux ChG (b) guide d'ondes ridge avec matériaux PGe et (c) guide d'ondes slot ChGs. **70**
- Figure III.4.** Evolution du facteur de champ évanescent de l'onde évanescente Γ_{sup} en fonction des dimensions géométriques (w,h) pour la polarisation TM : (a) 4,3 μm (détection du CO_2) et (b) 7,7 μm (détection du CH_4) pour le guide d'onde ridge basé sur des matériaux ChG ou PGe ayant des indices de réfraction similaires **74**
- Figure III.5** Optimisation des guides d'ondes slot pour la détection du CO_2 à 4.3 μm . La variation de Γ_{sup} en fonction de la largeur du rail, (a) pour différentes valeurs de h, (b) pour différentes valeurs de g et (c) Variation de Γ_{sup} en fonction de g pour les valeurs optimales de w et h. Le profil d'intensité des structures de guides d'ondes slot proposées pour g= 30nm est indiqué dans le coin supérieur droit. **77**
- Figure III.6** Transmission et sensibilité du capteur intégré basé sur un guide d'ondes ridge ChG en fonction de la concentration C pour plusieurs valeurs des pertes de propagation α_{prop} . Évolution de la puissance P en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (a) et de CH_4 à 7,7 μm (b). Évolution de la sensibilité S en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (c) et de CH_4 à 7,7 μm (d). **78**
- Figure III.7** Puissance et sensibilité du capteur intégré en fonction de la concentration C pour plusieurs valeurs des pertes de propagation α_{prop} pour le guide d'onde ridge PGe. Evolution de la puissance P en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (a) et de CH_4 à 7,7 μm (b). Évolution de la sensibilité S en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (c) et de CH_4 à 7,7 μm (d). **80**
- Figure III.8** Puissance et sensibilité du capteur intégré en fonction de la concentration C pour plusieurs valeurs des pertes de propagation α_{prop} pour le guide d'onde slot. Evolution de la puissance P en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (a) et de CH_4 à 7,7 μm (b). Évolution de la sensibilité S en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (c) et de CH_4 à 7,7 μm (d). **82**

Chapitre IV

Figure IV.1	Variation de l'épaisseur de la couche de germanium poreux avec le temps d'anodisation, dans le cas du silicium de type p ($1\Omega\text{cm}$) (a) et pour un substrat de type p+ (b).	92
Figure IV.2	Variation de la porosité avec la densité de courant appliqué pour deux types différents de substrats : type p (a) et type p+ (b) [1].	92
Figure IV.3	Porosité en fonction de la densité de courant pour deux épaisseurs différentes ($1\ \mu\text{m}$ et $10\ \mu\text{m}$) de la couche. Concentration d'HF = 35 %. Substrat de type p ($1\Omega\cdot\text{cm}$) [1].	93
Figure IV.4.	Schéma de réflexion dans le cas d'une couche simple (à gauche) et d'une multicouche (à droite).	94
Figure IV.5	Analogie de comportement des électrons dans un cristal d'atomes (à gauche) et des photons dans une structure diélectrique périodique de dimension macroscopique (à droite).	95
Figure IV.6	(a) Schéma d'un réflecteur de Bragg ; (b) réponse optique typique obtenue pour une structure de 20 périodes et $n_1 = 1.3$, $n_2 = 1.8$, centrée à $\lambda = 800\ \text{nm}$.	96
Figure IV.7	Influence du nombre de périodes sur le spectre de réflectivité, calculé pour une structure : $n_1 = 1.3$, $n_2 = 1.8$ et centrée à $\lambda = 800\ \text{nm}$.	97
Figure IV.8	Spectres de réflectivité simulés de 4 miroirs de Bragg ayant tous 15 périodes, mais différents rapports entre les indices optiques : (a) $n_1 = 1.1$, $n_2 = 2$; (b) $n_1 = 1.2$, $n_2 = 1.9$; (c) $n_1 = 1.3$, $n_2 = 1.8$; (d) $n_1 = 1.4$, $n_2 = 1.7$ et avec des épaisseurs d_1 et d_2 égales à $\lambda/4$ pour $\lambda = 800\text{nm}$.	98
Figure IV.9	Schéma d'une microcavité (à gauche) et simulation de la réflectivité d'une structure Fabry-Pérot (à droite). Les paramètres de la simulation sont : $n_1 = 1.3$, $d_1 = 154\ \text{nm}$, $n_2 = 1.8$, $d_2 = 111\ \text{nm}$, $n_c = n_1$, $d_c = 2*d_1$; le nombre de périodes des deux miroirs est égal à 6.	99
Figure IV.10	Spectres de réflectivité de deux microcavités [$2*(n_1d_1 + n_2d_2) = 800\ \text{nm}$] pour deux épaisseurs optiques de la couche microcavité. Nombre de période : 6	100
Figure IV 11	Spectres de réflectivité du réflecteur de Bragg pour N variable (10,20,30), (a) pour $\lambda = 4.3\ \mu\text{m}$ (b) pour $\lambda = 7.7\ \mu\text{m}$	102

Figure IV.12 Spectres de réflectivité des cavités simulées avec variation de N **103**
(10,20,30), (a) pour $\lambda= 4.3\mu\text{m}$ (b) pour $\lambda= 7.7 \mu\text{m}$

Liste des tableaux

Tableau	Titre	Page
Chapitre I		
Tableau I.1	Caractéristiques des matériaux pour la fabrication de dispositifs en optique intégrée dans le MIR.	34
Chapitre II		
Tableau II.1	Paramètres du capteur utilisés dans ce travail.	47
Tableau II.2	Caractérisation des paramètres obtenus de la conception de nos capteurs de pression sur la plage de pression (0 à 10 GPa).	52
Tableau II.3	Résumé des plus hautes sensibilités des capteurs à base de CP, comme indiqué dans la littérature.	53
Tableau II.4	Les paramètres fonctionnels du capteur de température à différents niveaux de température.	56
Tableau II.5	Valeurs de sensibilité les plus élevées rapportées par rapport aux systèmes de capteurs de température existants	58
Chapitre III		
Tableau III.1	Les paramètres de configuration d'un guide d'onde ridge (matériaux ChG ou PGe).	75
Tableau III.2	Comparaison de la sensibilité et de la limite de détection pour les trois guides d'ondes étudiés avec $\alpha_{\text{prop}} = 3$ dB/cm à 4,3 μm et 7,7 μm .	83
Tableau III.3	Limite de détection (LOD) du capteur intégré en verre de chalcogénure pour la mesure du CO ₂ et du CH ₄ dans l'infrarouge moyen.	83

Liste des Acronymes

CP : Cristal Photonique

TM : Transverse Magnétique

TE : Transverse Electrique

BPG : Bande Interdite Photonique.

FDTD-2D : Méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions

PWE : La méthode de décomposition en onde plane (Plane Wave Expansion)

CMOS : Technologie de fabrication de composants électroniques (Complementary MetalOxide Semiconductor)

1-D, 2-D, 3-D : Un, deux, trois dimensions

GO : Guide d'onde

IR : Indice de Réfraction

Opti-FDTD : Logiciel de simulation

GO-CP : Guide d'Onde à Cristaux Photoniques

RIU : Unité d'Indice de Réfraction (Refractive Index Unit)

MEMS : Microsystème électromécanique (Micro-Electro-Mechanical Systems)

NEMS: Nanosystème électromécanique (Nano-Electro-Mechanical Systems)

SPR : Résonance Plasmonique de Surface

Mid-IR : Moyen infrarouge.

LOD : Limite de détection

ChG : Chalcogénure

Liste des Symboles

λ : Longueur d'onde

λ_0 : Longueur d'onde de résonance

a : Période du cristal photonique

r : Rayon du cristal photonique

n : Indice de réfraction.

n_{eff} : Indice de réfraction effectif

ω : La fréquence radiale ($\omega = 2\pi f$ où f : Fréquence de travail)

c : la vitesse de la lumière dans le vide

Introduction Générale

L'invention des fibres optiques a conduit à de grandes avancées dans le domaine des télécommunications en permettant la propagation de signaux sur de très grandes distances à haut débit avec de faibles pertes. L'évolution de l'accroissement du débit et du volume des données ont fait entrer le monde dans l'ère des "big data", dans laquelle les efforts sont déployés pour traiter des volumes immenses de données brutes. Cette évolution a été rendue possible par la miniaturisation des composants de la microélectronique qui s'est traduite par une densité toujours plus grande de transistors opérant à des fréquences croissantes selon la fameuse loi d'échelle établie par G. Moore. Cette densité de composants, atteignant désormais le milliard de transistors par cm^2 , a considérablement accru la complexité des architectures des circuits intégrés. Cette complexité a nécessité une densité toujours plus grande d'interconnexions métalliques, se traduisant par exemple par une longueur totale dépassant la dizaine de kilomètres au sein des processeurs les plus récents. Cela induit deux limitations majeures : la première est posée par les pertes résistives prohibitives de ces lignes métalliques liées à leurs petites dimensions, dans un contexte où l'efficacité énergétique devient un élément d'optimisation fondamental. L'autre limitation est induite par la longueur des interconnexions qui allonge le temps de propagation des signaux. Ces limitations ont mis fin un frein à l'accroissement des fréquences d'horloge des circuits intégrés et ont conduit à des architectures basées sur une parallélisation des processeurs au sein d'une même puce.

Les communications optiques se sont avérées être avantageuses sur les longues distances, et permettront très probablement de surpasser les limitations des interconnexions métalliques grâce à la photonique silicium. L'émergence de la photonique silicium a vu le jour de manière balbutiante parallèlement à l'amélioration des technologies de fabrication de la microélectronique CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) dans les années 80, et a fait un considérable bond en avant avec le développement de la plateforme SOI (Silicon On Insulator), qui a permis la fabrication de guides d'ondes en silicium de très petites dimensions et à faibles pertes. L'utilisation conjointe de circuits électroniques et optiques au sein des puces est désormais admise, le rôle dévolu à la partie optique étant d'assurer le routage des informations, mais également de faire le lien entre les fibres optiques et la partie électronique, en convertissant les signaux optiques en signaux électriques et réciproquement.

Pour réaliser cette tâche, on peut distinguer quatre fonctions indispensables : la source, qui génère le signal optique, le modulateur électro-optique, qui convertit le signal électrique en signal optique, et le photodétecteur, qui réalise l'opération inverse, reliés entre eux par des dispositifs de routage (guides, filtres en longueurs d'ondes, commutateurs. . .). Cependant, un

certain nombre de ces fonctions ne peuvent être assurées par le silicium, en particulier la source car le silicium possède une bande interdite à transition indirecte et le photodétecteur car le silicium est transparent aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques (1,3 ~ 1,6 μm). Ces difficultés ont toutefois été en partie levées par l'intégration de matériaux III-V comme sources lasers par bonding [1] et par la croissance de germanium sur silicium absorbant efficacement dans le proche infrarouge [2].

Toutefois, les objectifs conjoints d'un accroissement de la densité de composants optiques et la réduction de leur consommation d'énergie tendent à requérir une exaltation de l'interaction lumière-matière dans des volumes toujours plus faibles, si possible de l'ordre de la longueur d'onde au cube ($\sim \lambda^3$). Pour cela, les cristaux photoniques sont des candidats appréciés grâce à leurs propriétés de confinement de la lumière et de dispersion. Un certain nombre de fonctions optiques basées sur les cristaux photoniques a déjà été démontré.

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 NEMS (Nano-Electro-Mechanical-Systems) [3]

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. Ils ont ouvert la voie à une plate-forme pour une nouvelle classe de capteurs [4,9]. Les phénomènes de détection sont basés sur la haute sensibilité des modes localisés apparaissant dans les spectres de transmission à travers les cristaux photoniques vis-à-vis de la variation de l'indice de réfraction de l'analyte. Des capteurs à base de cristaux photoniques à microcavités bidimensionnelles [4,6] ont démontré à la fois théoriquement et expérimentalement leurs aptitudes dans la détection des éléments biochimiques. La détection est basée sur la haute sensibilité des modes localisés (associés aux défauts) qui apparaissent à l'intérieur des bandes interdites des cristaux photoniques. En utilisant la coupure de bande interdite comme indicateur plutôt que la résonance pour les changements d'indice de réfraction, d'autres auteurs ont également proposé des biocapteurs optiques à base de guide d'onde à CP [5,7]. Récemment, plusieurs chercheurs se sont orientés vers les structures basées sur le couplage guide-cavité, présentant de nombreux avantages : grande sensibilité, choix diversifié de matériaux et capacité de mesure parallèle [8,9].

Le Moyen Infrarouge (Mid-IR) est la région spectrale comprise entre 2 et 20 μm . Cette gamme de longueurs d'onde présente un fort intérêt scientifique et technologique en raison de

la présence de deux fenêtres de transmission atmosphérique (3-5 μm et 8-13 μm) et des bandes d'absorption de nombreuses substances en phase gazeuse, et en phase liquide rendant ainsi possible des détections sélectives et quantitatives, effectuées à haute résolution [10, 11].

Le moyen-infrarouge, couvre ainsi les empreintes moléculaires de nombreuses substances polluantes gazeuses, liquides et solides impliquées dans des problématiques sociétales et industrielles aussi diverses que les gaz à effet de serre, les polluants des sites et des sols pollués, les produits pétroliers, les produits pharmaceutiques voire même des tissus biologiques.

Les disponibilités récentes de plateformes optiques présentant de faibles pertes de propagation et de sources émettant dans le Mid-IR, ont été la clé du développement d'études destinées à la réalisation de capteurs optiques fonctionnant dans la gamme spectrale du Mid-IR [12]. Les capteurs en optique intégrée sont devenus une excellente alternative pour la détection in situ, car ils présentent certains avantages sur les autres types de capteurs, tels que l'intégration des éléments dans un appareil de dimensions très compactes, l'immunité au bruit électromagnétique et la potentialité de détection en milieux liquides ou gazeux [13, 14]. Ils sont actuellement utilisés dans divers domaines sociétaux tels que la santé [15], la défense [16] et l'environnement [17].

Le manuscrit décrivant ces travaux s'articule autour de quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous présentons une étude bibliographique relative aux capteurs optiques intégrés. Un état de l'art de leurs caractéristiques (sensibilité et limite de détection) est présenté. Il permet de mettre en évidence l'avantage d'utiliser les cristaux photoniques comme transducteur.

Le deuxième chapitre est consacré à la simulation de deux capteurs très sensibles. Le premier concerne la détection de pression alors que le deuxième détecte la température en utilisant une structure en ring, tout en donnant un développement mathématique. Le logiciel utilisé est la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions (Opti-FDTD-2D). Les résultats sont très prometteurs.

Le troisième chapitre est dédié à l'étude théorique de la détection optique des deux gaz, méthane (CH_4) et le dioxyde de carbone (CO_2) par onde évanescente dans le moyen infrarouge, en utilisant un transducteur intégré. Les performances du transducteur sont évaluées afin de déterminer la configuration optimale des paramètres optogéométriques vis-à-vis de la

sensibilité et du seuil de détection. Ces simulations permettent ainsi d'augmenter la sensibilité et de réduire les seuils de détection des substances cibles.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude de multicouches. Nous allons d'abord décrire le cadre théorique à modéliser les spectres de réflectance de ces différentes nanostructures optiques et l'indice de réfraction de la couche poreuse. Ensuite, des simulations de spectres de réflectance sont présentées. Pour chaque cas, les paramètres de mérite sont discutés en fonction de la porosité, de la taille des pores, du degré d'oxydation et des valeurs de longueur d'onde utilisées. Enfin un conclusion et perspectives de ce travail.

Références Introduction

- [1] Tanabe, Katsuaki, Katsuyuki Watanabe, and Yasuhiko Arakawa. "III-V/Si hybrid photonic devices by direct fusion bonding." *Scientific reports* 2 (2012): 349.
- [2] Michel, Jurgen, Jifeng Liu, and Lionel C. Kimerling. "High-performance Ge-on-Si photodetectors." *Nature photonics* 4.8 (2010): 527-534.
- [3] Suh, Wonjoo, et al. "Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs." *Applied physics letters* 82.13 (2003): 1999-2001.
- [4] Kurt, Hamza, and D. S. Citrin. "Photonic crystals for biochemical sensing in the terahertz region." *Applied Physics Letters* 87.4 (2005): 041108.
- [5] Huang, Lijun, et al. "Label-free optical sensor by designing a high-Q photonic crystal ring-slot structure." *Optics Communications* 335 (2015): 73-77.
- [6] Skivesen, Nina, et al. "Photonic-crystal waveguide biosensor." *Optics Express* 15.6 (2007): 3169-3176.
- [7] Lončar, Marko, Axel Scherer, and Yueming Qiu. "Photonic crystal laser sources for chemical detection." *Applied Physics Letters* 82.26 (2003): 4648-4650.
- [8] Topol'anČik, J., et al. "Fluid detection with photonic crystal-based multichannel waveguides." *Applied physics letters* 82.8 (2003): 1143-1145.
- [9] Wang, Xiaoling, et al. "Ultracompact refractive index sensor based on microcavity in the sandwiched photonic crystal waveguide structure." *Optics Communications* 281.6 (2008): 1725-1731.
- [10] Tittel, Frank K., Dirk Richter, and Alan Fried. "Mid-infrared laser applications in spectroscopy." *Solid-state mid-infrared laser sources*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2003. 458-529.
- [11] Silverstein, Robert M., and G. Clayton Bassler. "Spectrometric identification of organic compounds." *Journal of Chemical Education* 39.11 (1962): 546.
- [12] Mizaikoff, Boris. "Waveguide-enhanced mid-infrared chem/bio sensors." *Chemical Society Reviews* 42.22 (2013): 8683-8699.
- [13] Passaro, Vittorio, et al. "Recent advances in integrated photonic sensors." *Sensors* 12.11 (2012): 15558-15598.
- [14] Sieger, Markus, and Boris Mizaikoff. "Toward on-chip mid-infrared sensors." (2016): 5562-5573.
- [15] Lin, Pao Tai, et al. "Label-Free Glucose Sensing Using Chip-Scale Mid-Infrared Integrated Photonics." *Advanced Optical Materials* 4.11 (2016): 1755-1759.

[16] Chang, Yu-Chi, et al. "Cocaine detection by a mid-infrared waveguide integrated with a microfluidic chip." *Lab on a Chip* 12.17 (2012): 3020-3023.

[17] Han, Z., et al. "On-chip mid-infrared gas detection using chalcogenide glass waveguide." *Applied Physics Letters* 108.14 (2016): 141106.

CHAPITRE I

Capteurs & Cristaux Photoniques Un état de l'art

I.1	Définition d'un transducteur.....	09
I.2	Capteurs optiques label-free pour applications de détection biochimique...11	11
I.3	Les cristaux photoniques.....	21
I.4	Capteurs en optique intégrée pour le Moyen Infrarouge.....	28
I.5	Conclusion.....	35

Les différents domaines d'applications concernés par les capteurs comme l'agroalimentaire, l'environnement, la santé ou encore la sécurité ont un besoin toujours croissant de développer des capteurs sensibles, rapides, autonomes, et faciles d'utilisation. Aux vues du marché et de la diversité des domaines d'applications concernés, une multitude de capteurs, tels que des microbalances, des transistors, ou des cristaux photoniques par exemple, ont été développés lors de ces dernières décennies [1].

Parmi toutes les technologies étudiées et les différents capteurs réalisés, les capteurs optiques présentent de nombreux avantages pour répondre aux différents besoins comme l'immunisation aux interférences électromagnétiques, leur stabilité dans les environnements agressifs et leur faculté à réaliser de la détection [2]. Un grand intérêt a été porté plus particulièrement aux capteurs optiques intégrés à base de guides d'onde. Ces capteurs ont connu une croissance rapide et une grande variété de conception a été développée afin d'être intégrée sur des plateformes optiques [3]. La nature robuste de ces capteurs en fait de bons candidats destinés à la détection de molécules spécifiques hors laboratoire par des personnes qualifiées ou non.

Dans la vaste étendue de capteurs optiques étudiés, les capteurs à base de micro-résonateurs ont attiré l'attention des chercheurs par leur capacité à être miniaturisés, tout en étant sensibles, et pour leur potentiel d'intégration relativement aisée dans des réseaux de capteurs pour de la détection multiple [4].

Dans ce chapitre, nous commencerons par des notions générales sur les capteurs optiques notamment sans marquage. Nous présenterons ensuite une liste non exhaustive d'exemples de capteurs optiques intégrés étudiés. Puis, nous nous focaliserons sur les capteurs optiques intégrés à base de cristaux photonique (CP).

I.1 Définition d'un transducteur

Un capteur est un système analytique intégré transformant une grandeur à détecter en un signal mesurable. L'objectif du capteur est de détecter, de manière générale, un paramètre physique, comme la température [5], chimique, comme le pH [6], ou encore biologique, comme la concentration de molécules spécifiques (biomolécules ...) [7]. Dans la suite, nous nous intéresserons aux capteurs pour la détection de molécules biologiques comme les protéines, l'ADN, ou encore le glucose. Ces molécules que l'on souhaite détecter sont appelées molécules cibles. La Figure I.1 représente le schéma du principe d'un capteur pour la détection biologique. Ce capteur permet la détection, la transmission et l'analyse de l'information recherchée [8]. Il

est composé d'un milieu de détection contenant notamment les molécules à détecter, d'un transducteur et d'une interface de commande.

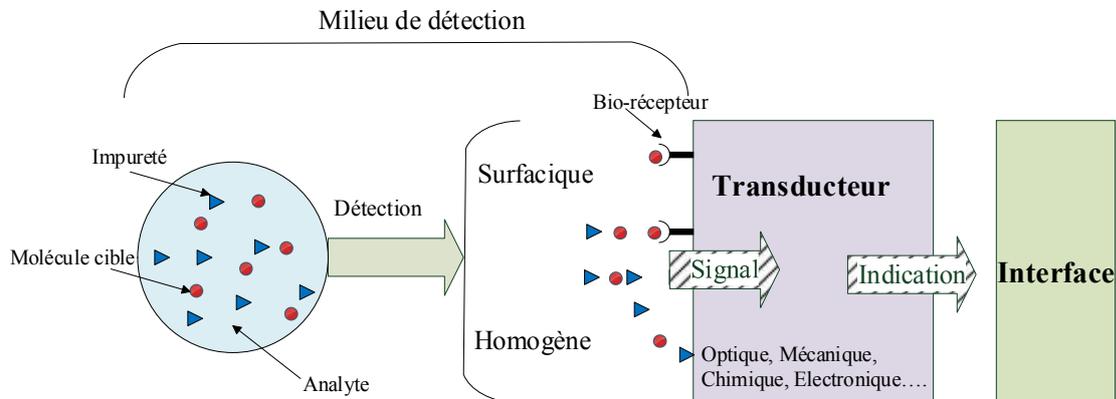


Figure I.1 – Schéma du principe de fonctionnement d'un capteur.

Le rôle du transducteur est de traduire la présence des molécules cibles en une grandeur physiquement mesurable, appelée indication du capteur ; la valeur de l'indication étant proportionnelle ou inversement proportionnelle à la variation de la concentration des molécules cibles. Pour exemple, on distingue différents types de capteurs selon la nature des propriétés modifiées du transducteur : optiques [1], [3], chimiques [9], [10], électriques [11], [12], magnétiques [13], [24] ou encore mécaniques [15], [16]. L'interaction entre les molécules cibles présentes dans le milieu de détection, qui est plus ou moins complexe (présence ou non d'impuretés), et le transducteur peut se faire de deux façons différentes :

- Les molécules sont réparties de manière homogène dans le milieu de détection, la détection est alors dite homogène,
- Les molécules sont greffées à d'autres espèces biologiques sensibles aux molécules cibles, appelées bio-récepteurs. La surface du transducteur est alors fonctionnalisée. Les bio-récepteurs sont capables de reconnaître spécifiquement les molécules grâce à leur site sélectif et ont pour rôle la fixation des molécules cibles contenues dans l'analyte. Ces types de capteurs sont appelés biocapteurs et la détection est dite surfacique.

Le premier biocapteur a été étudié dans les années 1960 par Clark et Lyons pour des mesures de concentration en oxygène dans le sang [17]. Il consistait à piéger l'enzyme Glucose Oxydase sur une membrane à dialyse à la surface d'une électrode de platine sensible à l'oxygène. Il découvrit que la concentration en oxygène de l'échantillon diminuait proportionnellement à l'augmentation de la concentration de glucose. Ce qui a permis, en 1975,

la commercialisation pour la première fois d'un biocapteur pour la détection du glucose dans le sang par Yellow Spring Instruments [18]. A ce jour, les détecteurs de glucose constituent la plus grande part de marché des biocapteurs, notamment pour assister les personnes atteintes du diabète. La voix prometteuse, ouverte par Clark et Lyons, dans le domaine de la recherche a suscité l'intérêt général d'un grand nombre de scientifiques issus de différentes disciplines, comme des biologistes, chimistes et physiciens. Ces collaborations ont amené à exploiter de nombreuses variantes de capteurs en cherchant à acquérir des performances toujours meilleures.

I.2 Capteurs optiques label-free pour application de détection biochimique

Depuis quelques années, les capteurs optiques ont connu un réel développement en raison de l'augmentation du nombre d'applications de détection dans les domaines aussi variés que la santé, la défense, la sécurité, l'automobile, l'aéronautique, le contrôle qualité pour n'en citer que quelques-uns. Les progrès réalisés en photonique, tant sur la compréhension des phénomènes physiques que sur la maîtrise des procédés de fabrication, ont contribué à améliorer grandement leurs capacités de détection, notamment d'un point de vue des interactions lumière-matière, de la miniaturisation des interfaces ou encore de l'intégration de systèmes micro-fluidiques. De meilleures sensibilités et limites de détection ont ainsi pu être obtenues, pour des temps de détection plus courts, avec une maniabilité plus simple et des coûts de revient par mesure plus faibles.

I.2.1 Principe

Le principe général de détection optique label-free repose sur le changement d'une des propriétés de la lumière lorsque celle-ci est en contact avec l'élément d'intérêt. Il existe pour cela différentes méthodes de détection comme celles exploitant des effets de changement d'indice de réfraction, de propriété d'absorbance ou de non-linéarité. Par la suite nous nous intéresserons seulement à la détection basée sur le changement d'indice.

Le principe d'une telle détection consiste à mesurer la variation d'indice de réfraction du milieu analytique environnant interagissant à l'interface avec le champ électromagnétique évanescent. Dans la majorité des cas, le champ électromagnétique est concentré dans le milieu d'indice le plus élevé et décroît exponentiellement à partir de l'interface entre le capteur et le milieu environnant sur une longueur allant jusqu'à quelques centaines de nanomètres.

On distingue deux catégories de biocapteurs, dont le principe est présenté schématiquement sur la Figure I.2. La première catégorie concerne les capteurs capables de

mesurer le changement d'indice de réfraction global lorsque celui-ci est mis en contact avec un milieu environnant (gaz ou liquide). C'est le principe des réfractomètres par exemple. Dans la mesure où le champ est très intense à l'interface du capteur, une réponse de surface peut se superposer au changement d'indice de réfraction global : il s'agit de la deuxième catégorie de capteurs. Ils sont capables de mesurer le changement d'indice de réfraction induit par une reconnaissance moléculaire de surface. Idéalement, les molécules détectées seront donc seulement celles se trouvant dans le domaine où le champ est localisé.

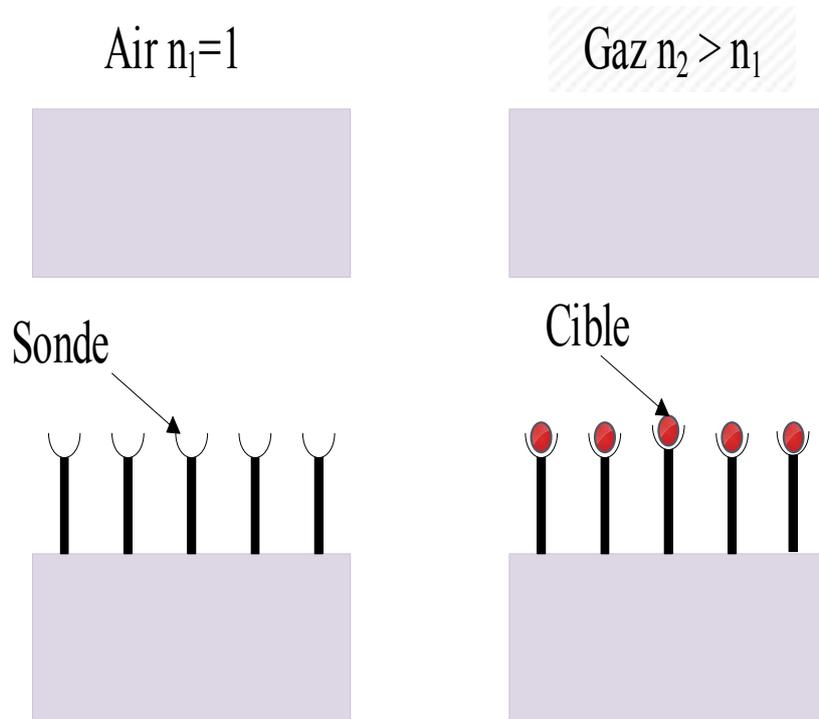


Figure I.2– En haut : Détection homogène du changement d'indice de réfraction - En bas : Détection de surface. Les molécules cibles (en rouge) viennent spécifiquement reconnaître les récepteurs (en noir) déposés sur la surface formant une couche modifiant localement l'indice de réfraction.

Pour que cette reconnaissance soit spécifique à un seul type de molécules, il est possible de fonctionnaliser la surface avec des molécules de bio-reconnaissance (sonde). Ainsi, lorsque le capteur est mis en contact dans le milieu analytique, les molécules cibles vont venir progressivement se lier à la surface fonctionnalisée du capteur et remplacer le milieu environnant. De ce fait, à une augmentation de l'indice optique global s'ajoute une variation locale de l'indice à la surface du capteur due à la reconnaissance moléculaire. Cette variation de l'indice de réfraction peut alors être interprétée comme signal de transduction, dont la forme sera directement conditionnée par la concentration de la molécule cible à détecter. Les autres

molécules présentes dans le milieu n'étant pas spécifiques aux récepteurs sondes, elles se trouvent hors du domaine d'interaction du champ et n'induiront pas de modification de l'indice à la surface.

I.2.2 Paramètres caractérisant les performances d'un biocapteur

Les biocapteurs optiques sont caractérisés par un certain nombre de paramètres [19, 20]. On cite particulièrement :

- **La sensibilité S** correspond à la variation du signal mesuré en réponse à un changement de la grandeur physique induite à la surface du capteur. Cette valeur est intrinsèque au transducteur et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure (spectromètre, . . .).

Selon le contexte et les domaines de recherche, plusieurs expressions de la sensibilité ont été données. Dans le cas général des biocapteurs optiques où la mesure est effectuée grâce à un changement d'indice de réfraction, et si celui-ci n'est attribué qu'à un seul type de molécules, la sensibilité de surface S_s peut alors être définie en fonction de l'épaisseur e de la couche de molécules adsorbées à la surface et est exprimée en unité d'indice de réfraction par nanomètre (RIU/nm) :

$$S_s = \frac{\partial n_{eff}}{\partial e} \quad (I.1)$$

où n_{eff} représente l'indice effectif du champ électromagnétique se propageant dans le capteur. La sensibilité est aussi parfois exprimée en unité de masse totale adsorbée par unité de surface (pg/mm^2). Dans le cas d'un changement d'indice de réfraction global homogène, et cela est vérifié quel que soit le milieu environnant, même complexe, la sensibilité homogène S_h est définie par :

$$S_h = \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_h} \quad (I.2)$$

où n_h représente l'indice de réfraction du milieu homogène couvrant la surface. Ces définitions permettent de mieux appréhender le fonctionnement d'un capteur optique. En pratique, la détermination expérimentale de la sensibilité n'est pas faite à partir de ces définitions, mais d'une autre qui dépend directement de la grandeur mesurée, c'est-à-dire la longueur d'onde dans le cas des cristaux photoniques. Celle-ci sera présentée dans un prochain paragraphe.

- **La limite de détection LOD** est la valeur minimale de la concentration de l'espèce que l'on est capable de déceler. La limite de détection ne doit pas être confondue avec la sensibilité du capteur, car elle dépend à la fois de la sensibilité et de la résolution instrumentale liée aux équipements utilisés pour la mesure du signal. La LOD est utilisée pour évaluer la performance de l'association d'un capteur et d'un dispositif de mesure. Plus elle est faible, plus l'association est sensible. L'expression de la limite de détection déduite à partir de la définition de la sensibilité du capteur est de la forme $LOD = R/S$.

- **La sélectivité** est le dernier paramètre caractérisant un capteur. Celui-ci doit pouvoir être capable de faire la distinction entre l'analyte et toute autre substance présente dans le milieu. La sélectivité du biocapteur est essentielle, surtout lorsqu'il s'agit de mesurer de très faibles concentrations d'une cible lorsque celle-ci est dans un environnement complexe.

1.2.3 Biocapteurs optiques : état de l'art

Les techniques optiques utilisées dans le contexte des analyses biomoléculaires sont très nombreuses. Cette partie présente un aperçu des différentes géométries de capteurs optiques utilisées pour mesurer les variations d'indice de réfraction pour des applications de détection, ainsi qu'un bref état de l'art de leurs performances. Parmi les configurations les plus rencontrées, on distingue notamment les capteurs à résonance plasmonique de surface (SPR), les capteurs interférométriques et les capteurs optiques de ring-résonateurs.

Les capteurs à cristaux photoniques, autre configuration émergente et qui a fait l'objet d'étude de cette thèse, seront abordés dans la section suivante.

1.2.3.1 Capteurs à résonance plasmon de surface

L'onde à plasmon de surface est une oscillation de la densité de charges qui apparaît à l'interface entre deux matériaux dont les constantes diélectriques sont de signes différents, comme c'est le cas entre un métal (or ou argent le plus souvent) et un diélectrique. Il existe plusieurs configurations de biocapteurs à SPR, et celles-ci diffèrent seulement par la méthode d'excitation du plasmon de surface, comme par exemple à l'aide de prismes [21] ou de fibres optiques [22].

Le principe de la détection basée sur la SPR est décrit sur la figure I.3. Les plasmons de surface sont des oscillations de la densité de charge qui existent à l'interface entre deux milieux possédant des constantes diélectriques opposées, le plus souvent, un milieu métallique et un

diélectrique. Le couplage par un prisme de la lumière à l'interface diélectrique-métal, représenté crée une onde évanescente qui pénètre dans la couche métallique. Pour un certain angle dit de résonance, la constante de propagation du champ évanescent correspond à celui des plasmons de surface et les photons sont couplés avec les électrons de la bande de conduction du métal. Ce phénomène physique est la résonance plasmonique de surface.

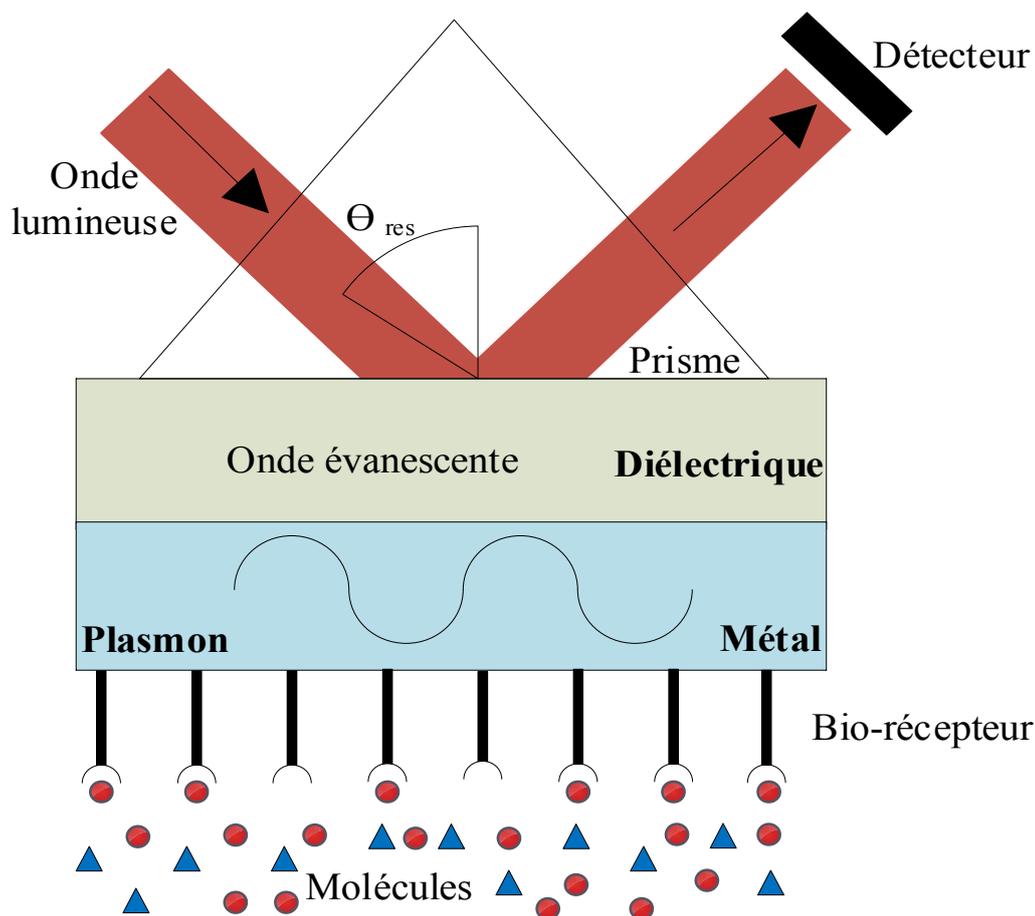


Figure I.3 – Principe de fonctionnement d'un détecteur à SPR sur un prisme [5]

La technologie SPR est ainsi devenue l'instrument privilégié pour la mesure en temps réel de toutes les interactions biologiques. Les capteurs SPR sont disponibles commercialement et permettent d'atteindre de très faibles limites de détection entre 10^{-6} et 10^{-7} RIU. Cependant, plusieurs inconvénients limitent les applications de cette méthode à certains domaines. Notamment le champ évanescent ne pénètre dans le milieu environnant que sur une centaine de nanomètres, ce qui rend difficile la détection de larges entités, comme les bactéries par exemple. Par ailleurs, la variation de l'indice de réfraction n'est détectée que par une seule onde plasmon. De ce fait il est difficile de différencier une variation d'indice du milieu analytique de celle de

la surface. Par conséquent les performances sont limitées dans le cas de milieux complexes comme le sang.

I.2.3.2 Capteurs interférométriques

Leur principe consiste à mesurer le changement de phase de la lumière induit par la présence des molécules. Ce principe peut être implémenté entre autres sur des interféromètres Mach-Zehnder (IMZ) (Figure I.4. (a)) ou de Young (IY) (Figure I.4. (b)). Une lumière cohérente est injectée dans un guide d'onde puis se sépare équitablement à une jonction Y. L'un des deux bras est mis en contact avec la solution contenant les molécules à détecter tandis que l'autre bras sert de référence. Dans le cas de l'IMZ, les deux bras se recombinent et le retard de phase est déterminé via la mesure de l'intensité du signal récupéré par un photo détecteur. Dans le cas de l'IY, les signaux des deux bras sont projetés sur une caméra CCD pour former des franges d'interférences dont le décalage peut être relié au retard de phase par transformation de Fourier.

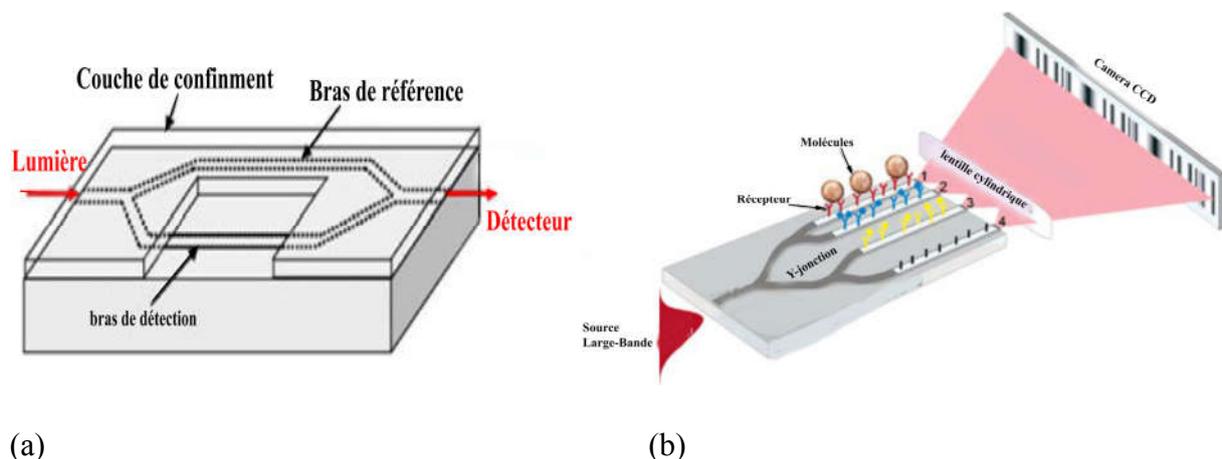


Figure 1.4 –Représentation schématique d'un interféromètre Mach-Zehnder [23] (a), Représentation schématique d'un interféromètre de Young [24] (b).

Plusieurs configurations d'IY ont été proposées au cours des dernières années [25, 26], et il a été montré qu'il était possible d'atteindre une limite de détection de $9 \cdot 10^{-8}$ RIU [27]. Cette valeur est du même ordre de grandeur que les meilleures performances obtenues avec les capteurs IMZ [28-31], résultat attendu du fait de leur architecture similaire. Une concentration de 1 pg/ml d'un antigène couramment utilisé en biologie, l'anti-Immoglobuline G (anti-IgG), a même pu être détectée en employant un capteur IMZ en polymère SU-8 [32]. Cependant, l'inconvénient majeur des capteurs interférométriques reste le fait de ne pas avoir une réponse linéaire comme les autres capteurs optiques, mais une réponse sinusoïdale (mesure de phase).

De ce fait, aux maxima de la courbe, la variation de la réponse est beaucoup plus faible, ce qui entraîne automatiquement une diminution de la sensibilité du capteur.

1.2.3.3 Capteur basé sur un ring-résonateur

Les ring-résonateurs (Figure I.5) font partie de la catégorie des micro-résonateurs. La détection est possible grâce à l'interaction entre le champ électromagnétique se propageant dans la cavité et les molécules présentes à la surface. Leur architecture en cercle permet la propagation de modes que l'on appelle « modes de galerie ». Dès lors, la longueur de l'interaction entre la lumière et les molécules n'est plus directement liée à la longueur physique totale du capteur comme dans les cas précédents, mais par le nombre de révolutions de la lumière dans le résonateur. Cette propriété est directement reliée au facteur de qualité de la structure et à la géométrie employée (micro-disque, micro-tore, ring). De ce fait il est possible d'atteindre des limites de détection équivalentes à celles des capteurs à guides d'onde traditionnels, mais avec des dimensions plus petites.

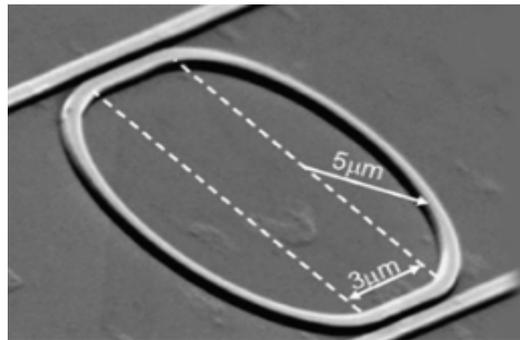


Figure 1.5 – Ring-résonateur en silicium [33]

Les ring-résonateurs ont des sensibilités inférieures à celles des détecteurs plasmoniques en raison du plus faible contraste d'indice, dans la mesure où ils sont fabriqués dans des matériaux diélectriques. Cependant, ces dispositifs sont censés théoriquement avoir des pertes optiques extrêmement basses. Cela est vérifié dans le cas des pertes par diffusion. Toutefois, des pertes d'émission dues à la forme courbe des résonateurs sont observées. Une limite de détection de $5 \cdot 10^{-5}$ RIU a été obtenue par Chao et Guo en mesurant le décalage en longueur d'onde, et de 10^{-7} RIU avec le même système, mais en mesurant la variation de l'intensité [34]. Les mêmes auteurs ont montré la détection d'avidine avec une densité de surface de 250 pg/mm^2 sur des résonateurs fonctionnalisés par de la biotine [35].

Capteurs utilisant des micro-résonateurs

Différentes configurations de capteurs optiques intégrés ont été présentées possédant de bonnes limites de détection, jusqu'à 10^{-9} UIR et des capacités à réaliser de la multi détection. L'un des facteurs les plus importants dans les capteurs sans marquage est l'interaction entre la lumière et les molécules cibles ; plus celle-ci est grande, plus le capteur est sensible et peut atteindre une faible limite de détection. Sauf dans le cas de la détection de la molécule unique où la recherche d'une grande sensibilité n'est pas nécessaire. L'une des solutions pour augmenter cette sensibilité est d'augmenter la longueur L d'interaction entre les molécules cibles et la lumière, cependant ceci réduit les capacités de miniaturisation.

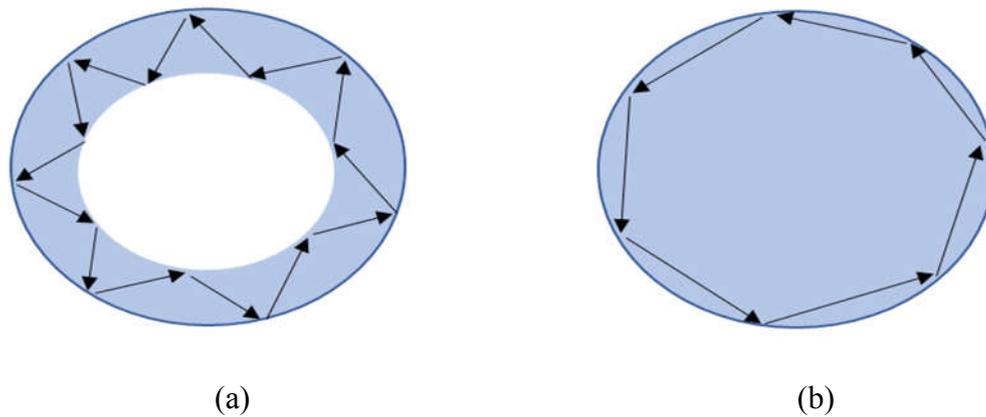


Figure I.6 – Modes guidés dans un ring-résonateur (a), Modes de galerie dans un micro-résonateur en forme de disque (b).

Les capteurs à base de micro-résonateurs ont fait l'objet de recherches intensives ces dernières années pour exploiter leur caractère résonant [36] qui permet de s'affranchir d'une augmentation de la longueur L d'interaction. En effet, leur architecture circulaire permet, selon la forme du micro-résonateur, la propagation de deux types de modes, représentés sur la Figure I.6, les modes guidés et les modes de galerie WGM (de l'anglais Whispering Gallery Mode) [37], qui circulent dans le micro-résonateur plusieurs fois.

A la surface des micro-résonateurs, il existe un champ évanescent qui permet d'utiliser le principe de détection par évanescence et de déterminer la variation d'indice de réfraction quand les molécules cibles sont à la surface.

Dans le cas des micro-résonateurs, la longueur d'interaction entre la lumière et la matière n'est plus déterminée par la longueur physique des guides d'onde, mais par le nombre de révolutions de la lumière dans le micro-résonateur. Cette propriété est déterminée par le facteur de qualité Q du micro-résonateur qui représente le nombre de tours parcourus par la lumière. La longueur effective d'interaction L_{eff} est donnée par :

$$L_{eff} = \frac{Q\lambda}{2\pi n_{eff}} \quad (I.3)$$

avec λ la longueur d'onde et n_{eff} l'indice effectif du mode guidé du micro-résonateur. Par exemple, un micro-résonateur de quelques μm de circonférence, possédant un facteur de qualité de 10^5 , est l'équivalent d'un guide d'onde de l'ordre du centimètre. Les facteurs de qualité Q des micro-résonateurs sont de l'ordre de 10^3 jusqu'à 10^9 dans le cas de micro-résonateurs sphériques. Celui-ci est aussi relié à la limite de détection LOD. Un facteur de qualité élevé est souhaité pour pouvoir détecter de faibles concentrations de molécules et donc avoir une limite de détection la plus faible possible [38]. Les micro-résonateurs permettent donc d'obtenir des capteurs sensibles possédant de faibles limites de détection avec des dimensions inférieures à celles nécessaires, par exemple, aux interféromètres. De tels capteurs ont donc plus de potentiel à être intégrés en grand nombre sur un LOC pour de la multi-détection.

Les micro-résonateurs sont aussi à la base de capteurs optiques pour la détection de molécules cibles [39]. Le principe de détection est présenté sur la Figure I.7 pour un micro-résonateur en forme d'hippodrome, mais ce principe reste valable pour toutes les formes de micro-résonateurs. Ces derniers sont constitués d'une cavité résonante dans laquelle la lumière est couplée par l'intermédiaire d'un guide d'accès (Figure I.7. (a)). Certaines longueurs d'onde résonnent dans la cavité et des raies de résonance apparaissent dans le spectre de l'intensité transmise. Lorsque des molécules sont introduites dans le superstrat du micro-résonateur, la position des raies de résonance se décale due à la variation d'indice de réfraction (Figure I.7. (b)).

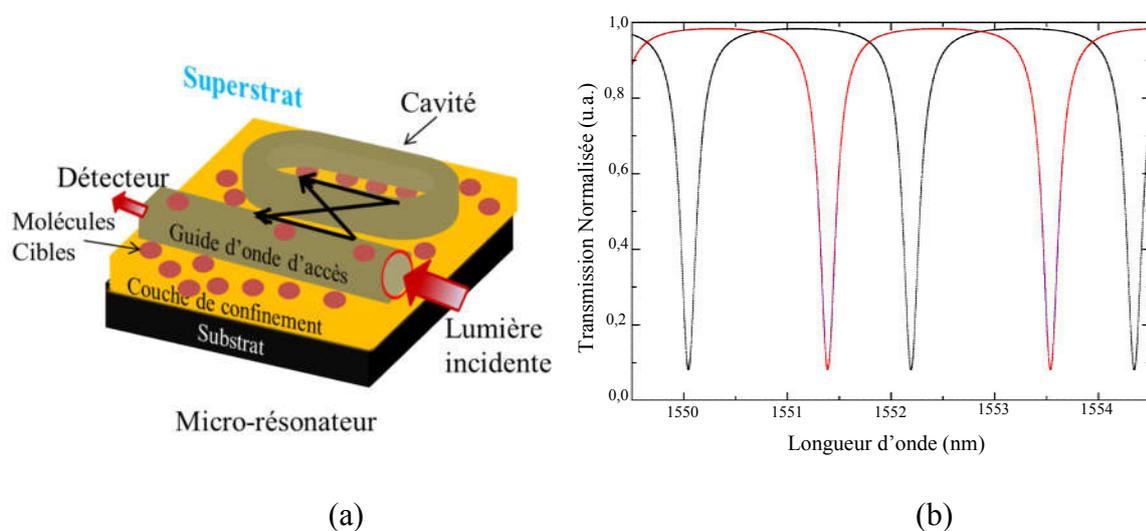


Figure I.7 – Schéma d'un micro-résonateur en forme d'hippodrome (a), Évolution de la fonction de transfert avec la présence d'un analyte (b).

I.2.3.4 Limites actuelles

Globalement, les biocapteurs optiques présentent une bonne implantation dans le monde industriel. La résonance à plasmons de surface semble être la technologie actuelle de référence en termes de détection optique label-free. Les technologies émergentes doivent par conséquent se différencier en répondant à d'autres critères. Par exemple, d'un point de vue performances, les capteurs devront avoir encore de meilleures sensibilités, de meilleures limites de détection, une meilleure spécificité de la réponse ou encore être plus facilement manipulables. Un autre aspect est le coût engendré par le capteur, sans oublier le coût de revient par test en fonction du personnel, du matériel et des matériaux utilisés. Enfin, le dernier aspect repose sur le fait d'apporter quelque chose de nouveau, comme notamment de répondre à plusieurs informations à la manière des systèmes multiplexés.

Jusqu'ici les nouvelles technologies d'optique intégrée, comme les ring-résonateurs, semblent prometteuses pour répondre à ces besoins, mais la vraie barrière encore existante provient des sources et des détecteurs disponibles. Bien que les zones de détection soient très petites (de l'ordre de la dizaine de μm^2), les capteurs requièrent souvent un laser externe ou un spectromètre par exemple pour fonctionner pleinement. Ainsi, bien que la finalité du produit soit un dispositif « lab-on-chip », nous en sommes plutôt actuellement au stade de « chip-in-lab », un point souvent relevé dans la littérature en général. Par ailleurs, la détection multiparamétrique est possible, mais difficilement réalisable, car elle demande à ce que les sources soient séparées et les détecteurs multipliés [40]. Une autre solution consiste à analyser chaque zone de détection les unes après les autres, comme c'est le cas par exemple pour les capteurs proposés par la société Genalyte [41]. Un autre aspect concerne la diffusion et la sédimentation des espèces à détecter dans le cas des capteurs à reconnaissance de surface puisqu'elles limitent les performances et la rapidité de détection, bien que le développement de systèmes de micro-fluidique a permis d'accélérer les processus de reconnaissance.

Quoi qu'il en soit, le défi actuel reste toutefois de pouvoir obtenir des performances de détection toujours plus grandes et c'est pour cela que de plus en plus de géométries et architectures sont étudiées. Ces dernières années, un vif intérêt a été porté aux cristaux photoniques, ceux-ci ayant montré un fort potentiel à être utilisés pour la détection puisqu'ils semblent réunir beaucoup des critères requis par les nouveaux capteurs, tels que déjà décrits précédemment [42-46]. L'atout majeur de ces structures photoniques est de permettre une forte interaction entre la lumière et les molécules à détecter, bien plus encore que dans le cas des ring-résonateurs, ce qui permet d'atteindre de faibles limites de détection.

I.3 Les cristaux photoniques

Cette partie a pour objectif de présenter les cristaux photoniques, briques de base des détecteurs développés dans cette thèse. Les applications pratiques des cristaux photoniques sont du plus grand intérêt, notamment dans les domaines de la photonique appliquée et le traitement du signal optique. Des cavités laser performantes peuvent être produites [47]. Notamment, les cristaux photoniques permettent de diminuer les seuils en interdisant l'émission spontanée dans des modes de propagation indésirables et renforcer l'émission dans le mode utile.

Les cristaux photoniques sont également très utiles dans le domaine de l'optique non-linéaire. Ils permettent d'exalter les interactions non-linéaires et ainsi diminuer les puissances de fonctionnement. Des détecteurs à CP par absorption à deux photons ont ainsi pu être réalisés et fonctionnent des puissances très faibles [48]. Cependant, la réalisation de circuits photoniques intégrés et l'étude de composants à base de cristaux photoniques s'étendent bien au-delà du domaine des interconnexions optiques et des télécommunications. Le domaine des biotechnologies, celui qui nous intéresse, peut également tirer profit des propriétés de ces dispositifs.

I.3.1 Les cristaux photoniques en optique intégrée

I.3.1.1 Contrôle de la propagation de la lumière

Les cristaux photoniques ont été proposés simultanément pour la première fois en 1987 par E. Yablonovitch et S. John comme analogues des semi-conducteurs pour l'optique [49]. Les cristaux photoniques sont des matériaux diélectriques dans lesquels l'indice optique varie périodiquement. Cette périodicité peut exister selon une, deux ou trois directions de l'espace (Figure I.8). On parle alors de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

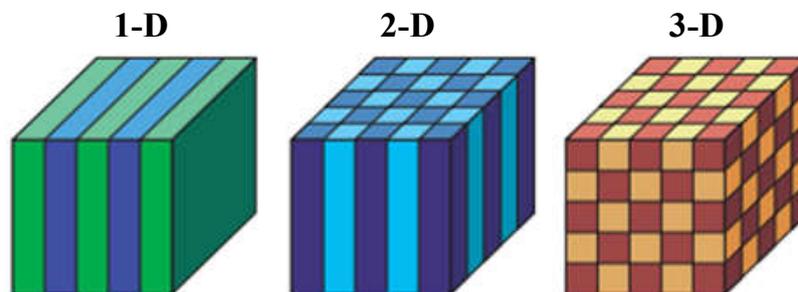


Figure I.8 – Exemples de représentations schématiques de cristaux photoniques unidimensionnels (1D), bidimensionnels (2D) et tridimensionnels (3D).

La permittivité électrique du matériau joue un rôle équivalent pour les photons au potentiel périodique que subissent les électrons dans un cristal. C'est d'ailleurs de cette comparaison que vient le nom de cristal photonique. Ainsi, par analogie avec le comportement des électrons dans un cristal, il est possible de décrire la propagation des photons dans un potentiel créé cette fois par la périodicité de l'indice optique. Si la variation de l'indice optique est suffisante, et si la période de cette structuration est typiquement du même ordre de grandeur que la longueur d'onde, alors il peut exister des directions dans lesquelles des photons d'une certaine énergie ne peuvent se propager : on parle de bande interdite photonique (PBG) [50]. Les états permis, ou modes seront à l'inverse des lieux où la propagation des photons sera possible. L'une des propriétés particulières des CP est donc de pouvoir contrôler la propagation de la lumière de manière accrue.

Notion de bande interdite

Pour illustrer le phénomène d'apparition de bande interdite photonique et des propriétés qui en découlent, nous prenons l'exemple du classique miroir de Bragg (Figure I.9). Il s'agit d'un cristal photonique 1D constitué d'un empilement périodique (période a) de couches minces diélectriques d'indices différents (n_1 et n_2) et dont les épaisseurs sont inférieures à la longueur d'onde.

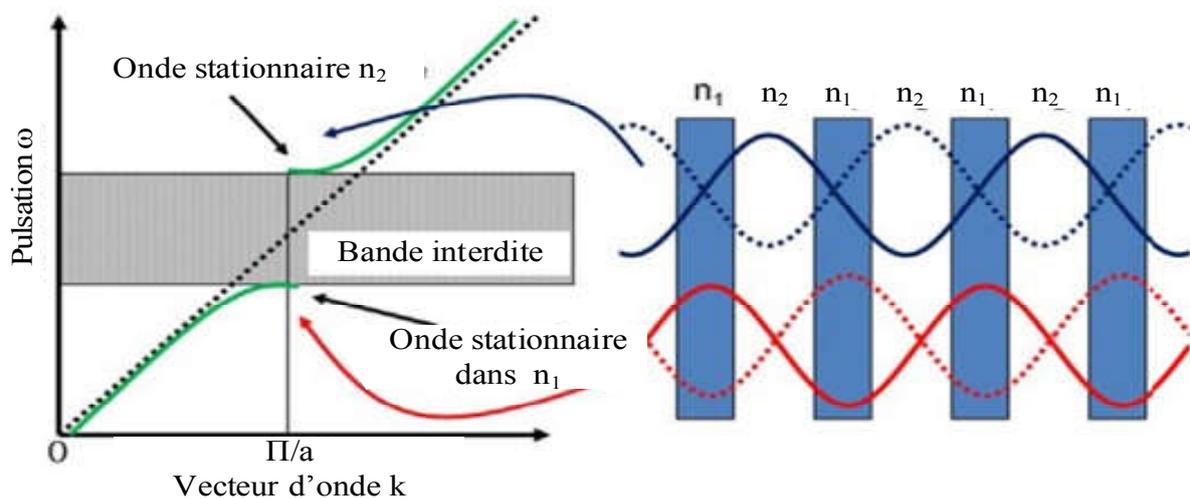


Figure I.9 – Illustration de l'ouverture de bande interdite dans un cristal photonique unidimensionnel ($n_2 < n_1$)

Soit une onde en incidence normale au cristal. Cette onde possède un vecteur d'onde k dans le cristal. Le déphasage entre deux ondes réfléchies pour des périodes successives est alors de $2ka$. Tant que $2ka$ est très différent de 2π les ondes réfléchies successivement n'interfèrent

pas constructivement. Aux bords de la zone de Brillouin, c'est à dire la zone pour laquelle k compris entre $-\pi/a$ et π/a , les ondes réfléchies par les interfaces successives sont en phase. L'onde incidente de vecteur d'onde k donne naissance à une onde réfléchie de vecteur d'onde $-k$. La périodicité du milieu diélectrique couple ces deux ondes de même pulsation ω_0 , qui ne peuvent plus exister en l'état pour cette énergie. Il se forme alors deux ondes stationnaires en $k = \pm\pi/a$ de pulsations distinctes ω_1 et ω_2 . La puissance du mode de pulsation ω_1 se concentre dans le diélectrique tandis que celle du mode de pulsation ω_2 se concentre dans le milieu d'indice le plus faible. La vitesse de groupe $v_g = \partial\omega/\partial k$ en ces points devient alors nulle et les courbes de dispersion atteignent un extrémum. Il y a apparition d'une bande interdite photonique dans laquelle aucun mode ne peut exister dans la structure. Cette bande interdite est d'autant plus importante que le contraste d'indice entre chaque matériau est élevé.

I.3.1.2 Technologies et matériaux

Du point de vue de la fabrication, la réalisation d'un contraste d'indice périodique à l'échelle de la longueur d'onde n'est pas chose facile. Les cristaux photoniques 1D et 2D sont les plus faciles à réaliser, car compatibles avec les technologies salle blanche. Les CP 1D, communément appelés miroirs de Bragg, sont relativement simples et ont été largement étudiés jusque-là. La Figure I.10. (a) représente une cavité à CP 1D. Les CP 2D ont connu un développement considérable, surtout du point de vue de l'étude des procédés de fabrication de telles structures. Le plus souvent le contraste d'indice est réalisé avec des trous [51] dans un matériau diélectrique, comme représenté dans la Figure I.10. (b), ou avec un réseau de piliers [52]. Comme nous le verrons au chapitre 2, le choix de travailler avec des CP 2D formés d'un réseau de tiges a été fait pour cette thèse.

Les CP 3D permettent quant à eux un contrôle de la lumière omnidirectionnel et c'est ce qui en fait leur principal intérêt. Cependant, les techniques de fabrication de telles structures sont encore à un niveau de maturité technologique relativement faible, bien que des progrès aient été réalisés dans ce domaine. Un exemple d'une structure dite « tas de bois » est présenté dans la Figure I.10. (c). Les outils de microfabrication issus de la microélectronique étant difficilement compatibles, des techniques d'auto-organisation colloïdale [53] sont préférées pour la réalisation d'opales (Figure I.10. (d)).

Cependant, les méthodes d'auto-organisation présentent des défauts d'homogénéité à grandes échelles, ce qui limite jusqu'à présent leur utilisation en tant que composants dans des circuits photoniques intégrés.

La réalisation de cristaux photoniques nécessite des matériaux qui doivent être transparents dans la gamme spectrale sur laquelle ils sont étudiés et doivent avoir une permittivité diélectrique le plus grand possible pour confiner fortement le champ. De ce fait les semi-conducteurs sont des matériaux de choix. La plupart des structures actives sont réalisées à partir de semi-conducteurs des colonnes III-V dans la mesure où leur gap électronique est direct et leur procure de bonnes propriétés d'émission. En revanche, la filière des semi-conducteurs IV est technologiquement mieux maîtrisée et moins coûteuse.

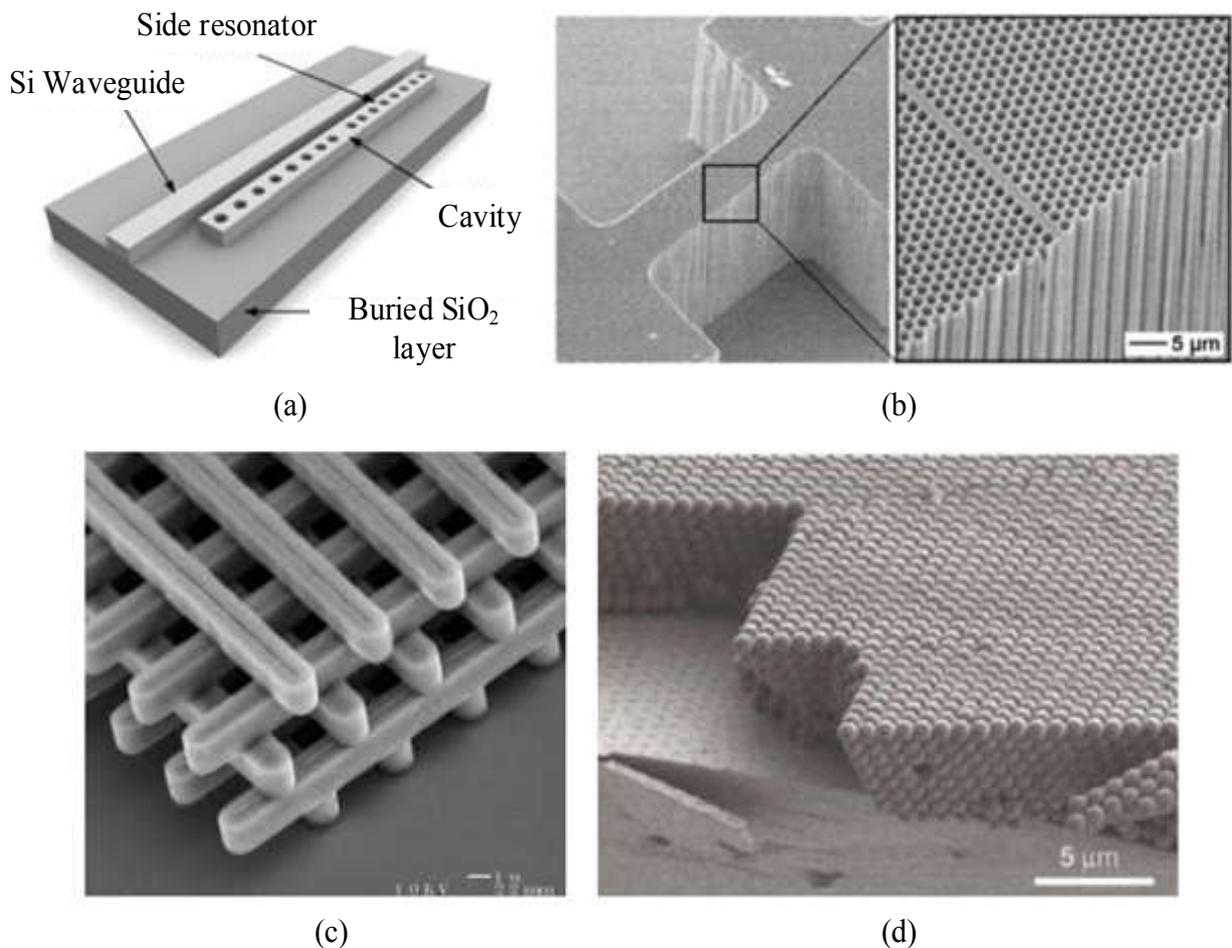


Figure I.10 – Exemples de réalisation de cristaux photoniques. Cavité    CP 1D [54] (a), CP 2D infini [51] (b), CP 3D ayant une structure « tas de bois » [55] (c), CP 3D de type opale [56] (d).

Actuellement, la majorité des dispositifs à base de cristaux photoniques sont des cristaux 1D et 2D fabriqués dans des matériaux permettant un fort contraste d'indice puisqu'ils permettent d'obtenir de grandes bandes interdites. On distingue les matériaux hétéroépitaxiés comme le GaAs, l'InP ou plus généralement les nitrures III (e.g. AlN [57]), ou encore, plus

communément, en silicium sur des substrats dits Silicon-On-Insulator (SOI)[58]. Plus récemment, des CP en carbure de silicium ont pu être réalisés [59].

Cependant, un regain d'intérêt est porté à la réalisation de CP ayant un plus faible contraste d'indice, tels que les matériaux diélectriques comme Si_3N_4 , TiO_2 ou SiO_2 . Certes, leur bande interdite est étroite, mais la faible différence d'indice avec le milieu environnant permet de limiter les pertes par diffusion due aux rugosités de surface. Depuis plusieurs années, la recherche s'oriente également sur l'utilisation de composés organiques et matériaux polymères, comme le PMMA [60] et autres copolymères [61], ou encore les hydrogels [62].

I.3.2 Utilisation des cristaux photoniques pour la détection

Dans la mesure où une faible variation du changement d'indice au sein de la cavité a pour conséquence une faible variation de la fréquence du mode d'intérêt, cette propriété peut être utilisée comme méthode de transduction et justifie l'utilisation des CP comme détecteurs optiques. La position spectrale λ_0 de la résonance de la cavité peut servir de référence. Ainsi, la mesure de la variation de la position spectrale D_1 revient à mesurer la variation du changement d'indice D_n lié à la reconnaissance de molécules à la surface de la cavité. Ce principe est représenté sur la Figure I.11.

Ainsi, les performances d'une cavité à base de CP pour des applications de détection sont caractérisées par deux paramètres :

- 1 Le facteur de qualité de la résonance : il doit être le plus élevé possible afin que de très faibles décalages en longueur d'onde puissent être observables lors d'une adsorption moléculaire. Cela est directement lié à la limite de détection.

Par ailleurs, plus le rapport Q/V est grand, plus l'interaction lumière/matière est grande, ce qui signifie qu'un large effet sera obtenu pour une petite cavité.

- 2 La sensibilité $S_\lambda = \Delta\lambda/\Delta n$ exprimée en nm/RIU : pour une concentration d'analytes en solution à détecter, plus le décalage en longueur d'onde mesuré est grand, plus le capteur est dit sensible. Il est important de signaler que cette valeur est intrinsèque au transducteur et ne dépend pas ou peu des autres équipements de mesure (spectromètre, lampe, . . .). Cette définition de la sensibilité est la plus rencontrée dans la littérature dans le domaine d'application des CP à la détection. C'est pourquoi celle-ci a été choisie pour caractériser les cavités qui ont été réalisées dans le but de pouvoir effectuer une comparaison avec l'état de l'art sur le sujet.

Il est alors possible de réaliser des études quantitatives sur la bio-reconnaissance de molécules en surface des cavités des CP en mesurant le décalage de la résonance en temps réel.

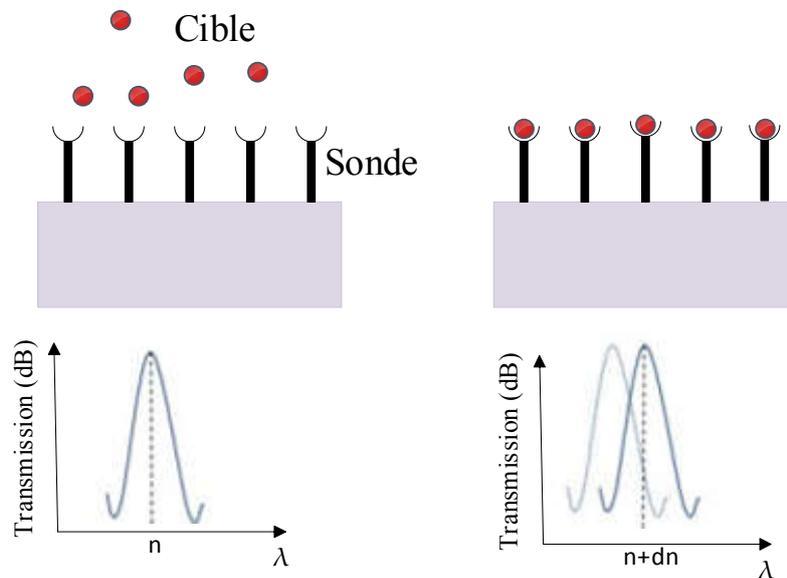


Figure I.11 – Principe de la mesure de transduction optique d'un résonateur à cristaux photoniques

I.3.3 État de l'art des capteurs à cristaux photoniques

I.3.3.1 Performances

Les premiers capteurs à CP 1D en polymère ont été proposés dès 2003 par Cunningham et al [63]. Ces biocapteurs consistent en un matériau plastique sur la surface duquel est déposée une fine couche structurée périodiquement d'un matériau diélectrique de plus fort indice de réfraction. Le dispositif a été conçu de telle sorte qu'une bande de longueur d'onde de 2 nm soit réfléchi lorsque celui-ci est éclairé sous incidence normale par une lumière blanche. Le décalage selon les plus grandes longueurs d'onde (décalage dans le rouge) signifie qu'un matériau est absorbé en surface. Un décalage de 2.5 nm a été mesuré lors de la reconnaissance d'ADN à la surface du CP pour une sensibilité de surface de 0.4 pg/mm².

En 2004, Chow et al ont démontré la détection de changement d'indice de réfraction de 0.002 (solution commerciale de silicone évaporée en surface) avec une microcavité à CP 2D ayant un facteur de qualité d'environ 400 [64]. La limite de détection aurait pu être améliorée à 0.001 RIU en utilisant une microcavité à CP 2D optimisée comme proposée par Lončar et al [65]. Une cavité à CP recouverte d'un film fin de polymère a permis une détection d'ions spécifiques en environnement liquide à des concentrations micromolaires [66].

Plus tard en 2007, Lee et Fauchet ont présenté pour la première fois un biocapteur à CP sur silicium capable de suivre l'adsorption des protéines sur les parois des trous de la cavité et de mesurer quantitativement le diamètre de la protéine [46]. La quantité minimale de protéines ayant pu être détectée avec ce système est d'environ 2.5 fg. Peu de temps après, les mêmes auteurs ont amélioré la sensibilité à 1 fg en délivrant précisément les espèces cibles sur la zone de défaut de la surface sensible. La détection d'une seule bille de latex d'un diamètre de 370 nm a pu être effectuée, étant donné que la surface de détection de la cavité à CP valait environ $40 \mu\text{m}^2$ pour un volume sensible de $0.15 \mu\text{m}^3$ [67].

En 2012, Lin et al ont réussi à détecter un nombre fini de molécules dans une solution complexe grâce à des capteurs à CP destinés à la détection de molécules uniques [68]. A partir de 2009, des architectures de cavités à CP à tranchée commencent à montrer de bonnes performances, des sensibilités dépassant les 1000 nm/RIU pouvant être atteintes [69]. Les mêmes auteurs ont ainsi montré deux ans plus tard la détection d'avidine via la reconnaissance par la biotine à différentes concentrations. Une limite de détection de 1 $\mu\text{g/mL}$ a pu être mesurée, correspondant à une densité de masse adsorbée de 60 pg/mm^2 .

Par ailleurs, un biocapteur optique sur la base d'un guide d'onde à CP a été proposé par Skivesen et al en utilisant la coupure de bande interdite comme indicatrice plutôt que la résonance pour les changements d'indice de réfraction [45]. Du sérum d'albumine bovin (Bovine serum albumin, ou BSA) en solution a pu être détecté à une concentration de $0.15 \mu\text{M}$ et ce avec un excellent rapport signal sur bruit. Cependant, comparées aux cavités à CP, ces structures ont des surfaces de détection plus larges ce qui nécessite de plus grands volumes d'échantillon.

Si jusque-là l'intérêt portait davantage à évaluer les performances de détection de la technologie à CP, l'étude de la diversification des espèces à détecter et des interactions moléculaires dans des solutions complexes sont de plus en plus concernées. Chakravarty et al ont très récemment réalisé un biocapteur sans marqueur avec une cavité à CP en SOI et s'en servent pour détecter le ZEB1 (facteur de transcription de la transition épithélio-mésenchymateuse (EMT)) issu de cellules cancéreuses du poumon (NCI-H358) [70].

Étant donnée la grande diversité des architectures possibles et la possibilité d'ajuster précisément les paramètres des cavités utilisées, la technologie de biodétection à CP montre alors un fort potentiel pour une production de masse de capteurs jetables pour la détection de

protéines et de virus [42], le dépistage de drogues [71] et les interactions protéines/protéines [72].

I.3.3.2 Limites

Le développement de biocapteurs optiques sans marqueurs à CP en est encore à un stade initial. D'après les résultats expérimentaux obtenus jusque-là, les structures à CP constituent une plateforme prometteuse pour des applications de biodétection. Dans les capteurs à CP, la lumière peut être confinée dans des volumes très faibles ce qui permet une forte interaction entre la lumière et les espèces à détecter dans des volumes qui peuvent être aussi faibles que le femtolitre. La détection en parallèle est aussi possible.

Cependant, il existe toujours quelques limitations à l'obtention de meilleures performances générales. La première concerne la compatibilité de systèmes microfluidiques adaptés aux échantillons pour une délivrance efficace des analytes sur la surface sensible. Les procédures de détection sont également encore à améliorer, notamment du point de vue de l'absorption non spécifique inhérente à la plupart des matériaux, et plus particulièrement le silicium qui est largement utilisé. Enfin, le verrou majeur reste le développement de la chimie de surface. En plus du silicium, les prototypes de biocapteurs reposent sur l'utilisation de surfaces classiques comme SiO_2 , ou l'or. Divers procédés de fonctionnalisation de ces interfaces ont été explorés, dans le but de venir immobiliser chimiquement des sondes pour la détection de cibles sur ces surfaces. Bien que l'immobilisation de molécules sondes par adsorption physique via des interactions électrostatiques [73] soit une technique rapide et simple à mettre en œuvre, de nombreux inconvénients (multicouches, désorption facile, etc) inhérents à cette méthode font qu'une fonctionnalisation covalente est souvent préférée [74]. Cependant, des phénomènes d'interdiffusion liés à la non stabilité du matériau et à la dégradation des interfaces peuvent être observés sur ces interfaces, ce qui limite leur utilisation pour les capteurs intégrés [75].

I.4 Capteurs en optique intégrés pour le Moyen Infrarouge

Le Moyen Infrarouge (Mid-IR) est la région spectrale comprise entre 2 et 20 μm . Cette gamme de longueur d'onde est connue pour fournir des informations très discriminantes en raison de l'excitation inhérente des transitions vibrationnelles fondamentales qui sont caractéristiques des espèces moléculaires en phase liquide ou gazeuse. En particulier, des molécules organiques ou des composants atmosphériques peuvent être caractérisés par leur

spectre (Figure I.12) [76, 77]. Ces caractéristiques offrent un énorme potentiel pour la conception de capteurs.

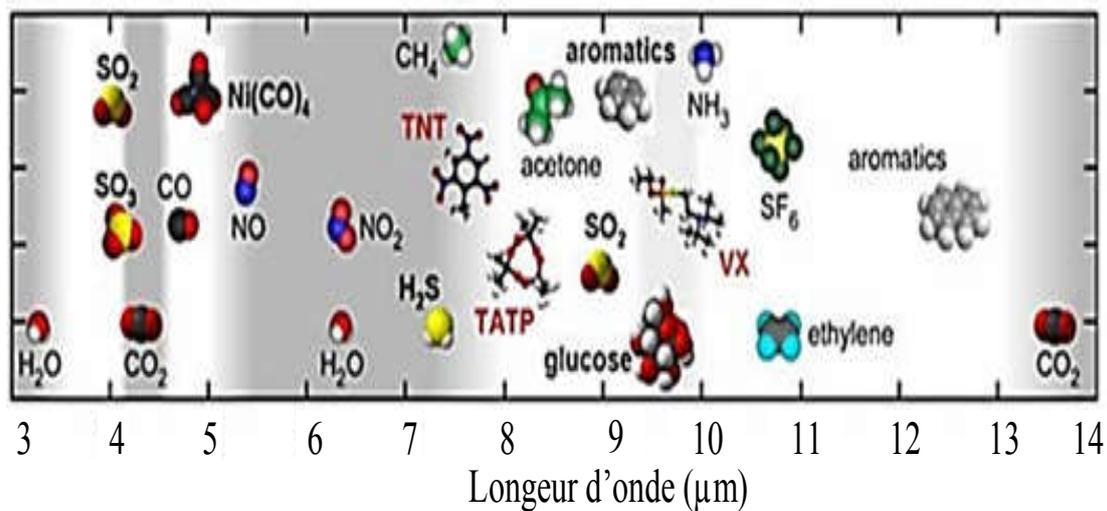


Figure I.12 – Région spectrale du Moyen Infrarouge [78].

L'intérêt d'étude du Mid-IR est également basé sur la présence de deux fenêtres de transmission atmosphérique présentes entre 3-5 μm et 8-13 μm . Ces fenêtres sont importantes pour les applications environnementales [79], de défense (détection d'explosifs) [80]. En plus, il existe une tendance actuelle dans la recherche pour développer des applications dans le Mid-IR pour différents domaines tels que la santé [81, 82], la chimie alimentaire [83], et aussi l'optique non-linéaire (visant la conception de sources émettant dans cette gamme spectrale) [84–86].

Au cours des dernières années, le domaine des capteurs optiques a été exploité dans le but de concevoir des instruments de plus en plus performants. Notamment les capteurs, fonctionnant dans le proche infrarouge, ont repris l'instrumentation déjà développée dans le domaine des télécommunications. Toutefois, la trace des substances chimiques est localisée principalement dans la gamme du Mid-IR, dont les composants optoélectroniques (sources lumineuses, détecteurs, etc.) sont en cours de développement. L'évolution des performances de ces composants (sources et détecteurs) permet simultanément le développement des plateformes en optique intégrée pour le Mid-IR afin de les tester, pour fabriquer par la suite des laboratoires sur puce fonctionnant dans le Mid-IR. Ainsi, dans cette section les sources émettant dans le Mid-IR et ensuite les détecteurs seront présentés. Cette section sera complétée par la description des différentes plateformes en optique intégrée transparentes dans le Mid-IR et les tests de détection réalisés à l'aide de ces plateformes.

1.4.1 Sources lumineuses émettant dans le Mid-IR

Les sources lumineuses fonctionnant dans le proche infrarouge ou dans le visible sont développées commercialement et se trouvent sur le marché à des prix abordables, avec une gamme variée de fonctionnements (accordable, impulsionnel, etc.). Cependant, les applications dans le Mid-IR se confrontent souvent au problème de la disponibilité des sources lumineuses. L'une de ces sources est le laser CO₂, toutefois il présente des inconvénients tels que l'émission à une forte puissance (jusqu'à plusieurs centaines de Watts) qui peut produire des effets non-linéaires et une faible variété de longueurs d'onde limitées entre 9.0 et 10.6 μm. De nos jours, il existe de nombreuses nouvelles technologies émergentes pour les lasers : les sources laser à cascade quantique (QCL), les sources par luminescence, les oscillateurs paramétriques optiques et les sources supercontinuum (Figure I.13) [87].

Le développement des QCL est relativement récent. Ce principe d'émission a été introduit au début des années 70, toutefois ils ont été mis au point à Bell Labs depuis 1994 [88].

Contrairement aux lasers typiques à semi-conducteurs à base de transitions inter-bandes (caractérisées par les recombinaisons électrons - trous entre la bande de conduction et la bande de valence), les QCL sont unipolaires, puisqu'uniquement un type de porteur, les électrons, interviennent dans les transitions optiques.

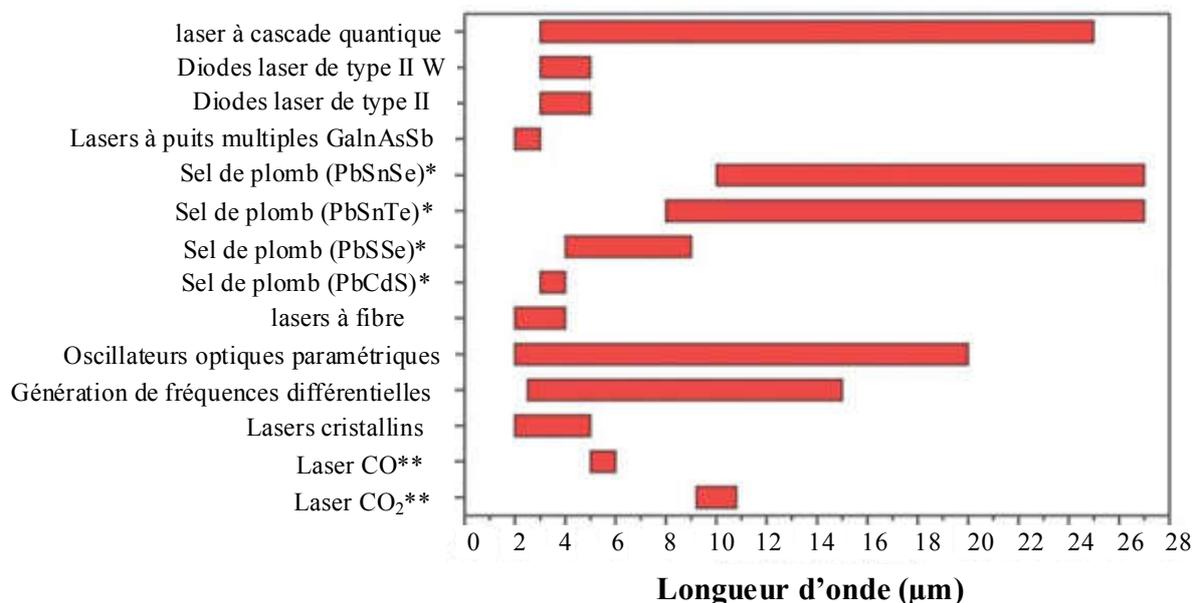


Figure I.13 – Émission spectrale des sources laser fonctionnant dans le Mi-IR [89].

1.4.2 Photodétecteurs pour le Mid-IR

Un détecteur optique est un dispositif électronique qui permet la conversion d'énergie optique en énergie électrique par absorption des photons incidents. Pour qu'un rayonnement

lumineux incident d'énergie $h\nu$ soit absorbé par un semiconducteur, il est nécessaire que la relation suivante soit vérifiée :

$$E_g < h\nu \quad (I.4)$$

Avec E_g qui est la largeur de la bande interdite, h représente la constante de Planck et ν la fréquence de l'onde électromagnétique. Par ailleurs, en termes de longueur d'onde notée λ , cette relation s'écrit :

$$E_g < (hc)/\lambda \quad (I.5)$$

L'absorption des photons incidents s'effectue selon la loi exponentielle suivante :

$$\Phi(x) = \Phi_0[1 - R]e^{-a_m x} \quad (I.6)$$

Avec Φ et Φ_0 sont les flux des photons total et incident, respectivement, R et a_m les coefficients de réflexion et d'absorption du matériau [90].

D'après la nature de la transduction, les photodétecteurs utilisés pour l'infrarouge peuvent être thermiques ou photoélectriques. La différence basique entre les deux catégories est donnée par la dépendance de la longueur d'onde qui est typique des photoélectriques [91]. Les détecteurs thermiques n'ont pas besoin de refroidissement, mais leur réponse est très lente.

En ce qui concerne les détecteurs photoélectriques, ils offrent une performance élevée et une réponse rapide, mais typiquement ils doivent être refroidis pour une performance optimale.

La Figure I.14 montre la réponse spectrale des principaux photodétecteurs quantiques qui se trouvent actuellement sur le marché.

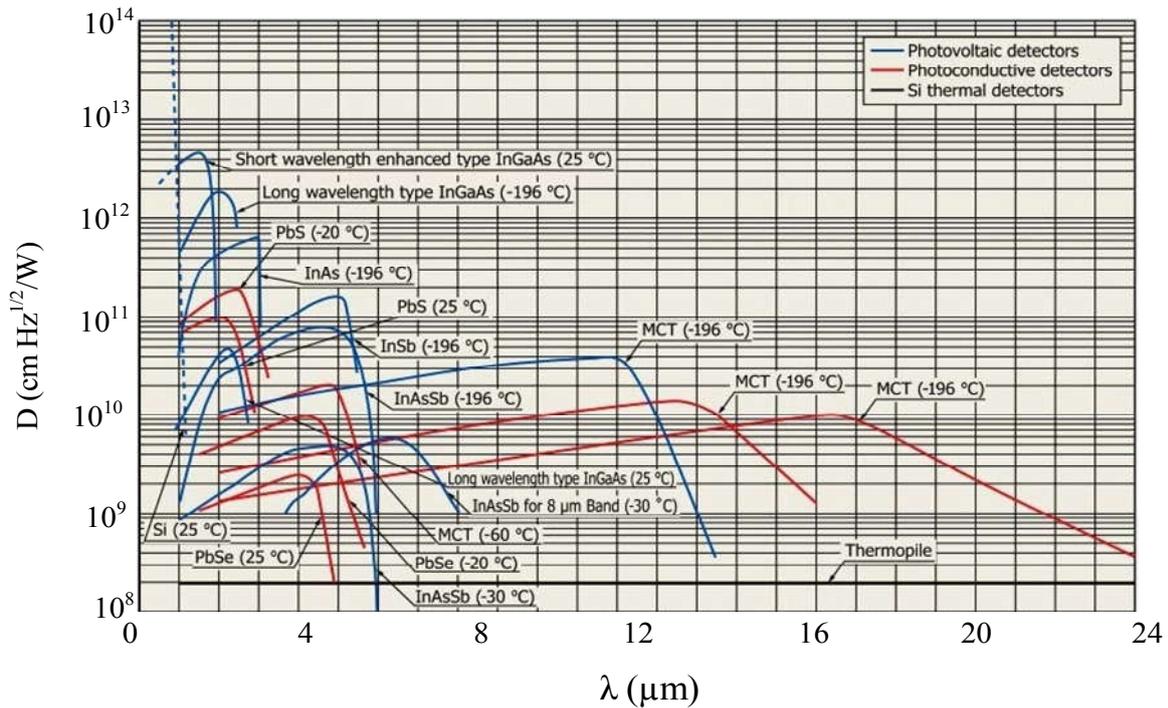


Figure I.14 – Réponse spectrale des détecteurs opérant dans le Mid-IR [91]

Les paramètres de performance d'un photodétecteur quantique sont la bande passante (B), la puissance équivalente de bruit (NEP - Noise Equivalent Power) et la détectivité (D). La NEP est associée à la résolution, puisqu'elle représente la quantité de lumière incidente qui est équivalente au bruit intrinsèque du détecteur et elle est définie par l'expression suivante :

$$NEP = \frac{P_i A}{SNR \sqrt{\Delta f}} \quad (I.7)$$

Avec P_i qui est la puissance optique incidente en W, SNR qui est le rapport signal à bruit et A en cm^2 qui est la surface active du photodétecteur.

Par ailleurs, la détectivité (D) est la photosensibilité par unité de surface (A) et elle est fréquemment utilisée pour comparer les différents détecteurs [92]. La détectivité s'exprime selon l'expression :

$$D = \frac{SNR \sqrt{\Delta f}}{P_i \sqrt{A}} = \frac{\sqrt{A}}{NEP} \quad (I.8)$$

Un photoconducteur est en effet, une sorte de résistance qui peut varier sous éclaircissement. Donc, si le photoconducteur est excité, la variation de conductivité induite par l'éclaircissement se traduit par une variation de courant électrique. Les MCT sont capables d'opérer dans la gamme de 1 à 20 μm , leur coupure spectrale sera alors déterminée en ajustant leurs pourcentages de

composition [93]. Lorsque l'équilibre est atteint, une tension proportionnelle à la différence de température entre le disque noir et la monture extérieure est délivrée [94].

I.4.3 Développement de plateformes en optique intégrée pour le Mid-IR

La révolution technologique que l'électronique a connu à partir du développement des circuits intégrés a émulé d'autres domaines tels que la photonique. En ce qui concerne ce dernier domaine, divers dispositifs ont été réalisés à l'échelle microscopique grâce à l'optique intégrée, qui est définie comme l'assemblage de dispositifs optiques monolithiques ou hétérolithiques fabriqués sur la même plateforme, à savoir la source lumineuse, des guides d'onde (servant à véhiculer le signal optique et servant comme transducteur) et les détecteurs (Figure I.15). L'intérêt à l'utilisation des dispositifs optiques intégrés est basé sur de nombreux avantages : les tailles compactes, la stabilité mécanique et le faible coût de fabrication (potentialité de production de masse) [95].

Cependant dans le domaine des capteurs optiques, les techniques de détection performantes dans le Mid-IR, sont encore limitées aux environnements de laboratoire en raison des dimensions des équipements conventionnels. Cette limitation peut être résolue en envisageant d'utiliser des capteurs optiques intégrés (Lab-on-chip), toutefois ce concept d'intégration n'a pas encore été complètement démontré, puisque dans les configurations expérimentales, les sources de lumière ou les photodétecteurs sont souvent des éléments non-intégrés comme cela a été présenté auparavant.

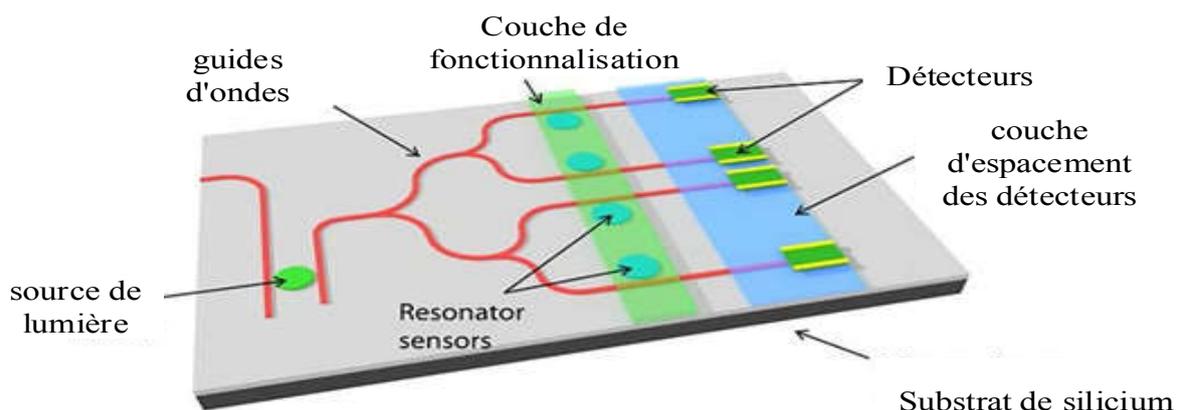


Figure I.15 – Schéma d'un capteur optique intégré composé par une source lumineuse, des guides d'onde et des détecteurs sur une plateforme monolithique en silicium [96].

Par ailleurs, les guides d'onde sont des structures qui confinent la lumière afin de la propager [97]. Pourtant, les guides d'onde ne sont pas utilisés que pour la propagation passive

entre les éléments d'un dispositif intégré, ils peuvent fonctionner comme éléments actifs tels que les filtres et les transducteurs. Ainsi, il existe actuellement certains défis dans ce domaine communément liés à la fabrication, puisque les matériaux de fabrication des dispositifs en optique intégrée sont limités à fonctionner dans une gamme spectrale déterminée.

La gamme de transparence des matériaux pour la fabrication de dispositifs en optique intégrée dans le Mid-IR est schématisée sur la Figure I.16.

Tableau I.1 – Caractéristiques des matériaux pour la fabrication de dispositifs en optique intégrée dans le MIR.

Matériaux	Gamme de transparence (μm)	Indice de réfraction (μm)	Réf.
Silice (SiO_2)	2.0 - 3.5	1.41 à 3.5	[98]
Saphir	1.5 - 6.6	1.52 à 5.0	[98]
Nitru de silicium (Si_3N_4)	2.0 - 8.5	2.03 à 7.7	[99]
Silicium	1.0 - 8.0	3.42 à 7.7	[100]
Germanium	2.0 - 12.0	4.01 à 7.7	[101, 102]
Arsenure de Galium (GaAs)	2.0 - 16.0	3.28 à 7.7	[101, 103]
MCT	2.0 - 24.0	4.00 à 7.7	[101, 104]
Verre de chalcogénure (ChG)	1.5 - 20.0	2.0 - 3.0 à 7.7	[105]

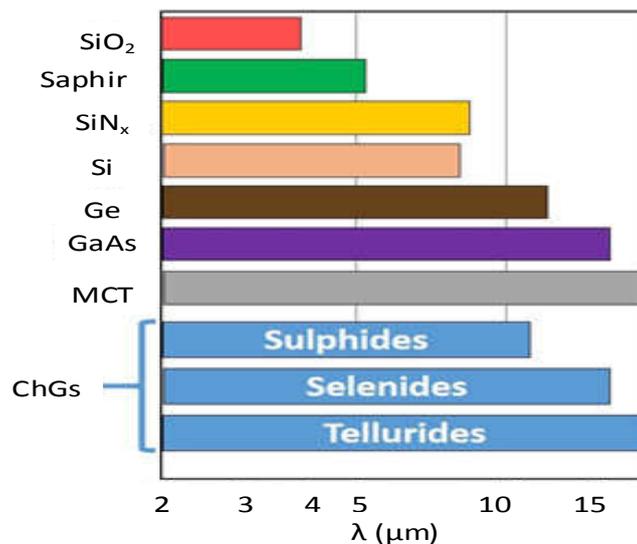


Figure I.16 – Représentation schématique de la gamme de transparence des matériaux utilisés pour l'optique Intégrée dans le Mid-IR.

Le tableau I.1 regroupe en complément, les caractéristiques principales des différents matériaux utilisés pour la fabrication de dispositifs en optique intégrée performants dans le Mid-IR, notamment l'indice de réfraction et leurs gammes de transparence.

Dans le cadre de ce projet, nous nous sommes intéressés à des plateformes en optique intégrée à partir des matériaux présentés dans le tableau 1.

I.5 Conclusion

Le Moyen Infrarouge est une gamme spectrale de fort potentiel pour le développement de capteurs, présentant des transitions vibrationnelles fondamentales caractéristiques d'espèces moléculaires en phase liquide (isopropanol, acide acétique, acétone et polluants émergents tels que BTEX - (Benzène, Toluène, Ethylbenzène, Xylène) ou en phase gazeuse (CO_2 , CO , SO_2 , NO , N_2O , CH_4). Ainsi, de nombreuses substances peuvent être identifiées et quantifiées par spectroscopie grâce à leur signature spectrale d'absorption. Dans ce contexte, les dispositifs en optique intégrée peuvent émerger comme une alternative aux systèmes de détection onéreux et encombrants (FTIR, éléments ATR, etc..) du fait de leur faible coût et de leur compacité. Il a été démontré que ces capteurs peuvent opérer avec une sensibilité élevée et atteindre de faibles seuils de détection dans divers domaines sociétaux tels que la santé et l'environnement.

Parmi les différentes technologies utilisées actuellement susceptibles pour fabriquer une plateforme optique dédiée à des capteurs intégrés pour le Mid-IR, les verres de chalcogénure se distinguent par leur transparence étendue dans le Mid-IR, leurs propriétés non linéaires et leur potentialité de dopage par des ions terres rares. Les verres de chalcogénure ont donc un fort potentiel pour la réalisation d'un capteur intégré dans le Mid-IR.

Références

- [1] Ciminelli, Caterina, et al. "Label-free optical resonant sensors for biochemical applications." *Progress in Quantum Electronics* 37.2 (2013): 51-107.
- [2] Lechuga, Laura M. "Optical biosensors." *Comprehensive analytical chemistry* 44 (2005): 209-250.
- [3] Lambeck, Paul V. "Integrated optical sensors for the chemical domain." *Measurement science and technology* 17.8 (2006): R93.
- [4] Sun, Yuze, and Xudong Fan. "Optical ring resonators for biochemical and chemical sensing." *Analytical and bioanalytical chemistry* 399.1 (2011): 205-211.
- [5] Nguyen, Linh Viet, et al. "Interferometric high temperature sensor using suspended-core optical fibers." *Optics express* 24.8 (2016): 8967-8977.
- [6] Ang, Priscilla Kailian, et al. "Solution-gated epitaxial graphene as pH sensor." *Journal of the American Chemical Society* 130.44 (2008): 14392-14393.
- [7] Yoo, Eun-Hyung, and Soo-Youn Lee. "Glucose biosensors: an overview of use in clinical practice." *Sensors* 10.5 (2010): 4558-4576.
- [8] <http://www.entreprises.gouv.fr/politique-et-enjeux/technologiescles-2020>.
- [9] Albert, Keith J., et al. "Cross-reactive chemical sensor arrays." *Chemical reviews* 100.7 (2000): 2595-2626.
- [10] Grieshaber, Dorothee, et al. "Electrochemical biosensors-sensor principles and architectures." *Sensors* 8.3 (2008): 1400-1458.
- [12] Luo, Xiliang, and Jason J. Davis. "Electrical biosensors and the label free detection of protein disease biomarkers." *Chemical Society Reviews* 42.13 (2013): 5944-5962.
- [13] Chiriac, Horia, et al. "Magnetic GMI sensor for detection of biomolecules." *Journal of magnetism and magnetic materials* 293.1 (2005): 671-676.
- [14] Graham, Daniel L., Hugo A. Ferreira, and Paulo P. Freitas. "Magnetoresistive-based biosensors and biochips." *TRENDS in Biotechnology* 22.9 (2004): 455-462.
- [15] Alvarez, Mar, and Laura M. Lechuga. "Microcantilever-based platforms as biosensing tools." *Analyst* 135.5 (2010): 827-836.
- [16] Waggoner, Philip S., and Harold G. Craighead. "Micro-and nanomechanical sensors for environmental, chemical, and biological detection." *Lab on a Chip* 7.10 (2007): 1238-1255.
- [17] Clark Jr, Leland C., and Champ Lyons. "Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery." *Annals of the New York Academy of sciences* 102.1 (1962): 29-45.
- [18] <https://www.ysi.com/>.

- [19] Cunningham, Brian T. "Label-free optical biosensors: An introduction." *Label-free biosensors: techniques and applications 1* (2009).
- [20] D'Amico, Arnaldo, and Corrado Di Natale. "A contribution on some basic definitions of sensors properties." *IEEE Sensors Journal* 1.3 (2001): 183-190.
- [21] Matsubara, Kawata, Satoshi Kawata, and Shigeo Minami. "Multilayer system for a high-precision surface plasmon resonance sensor." *Optics letters* 15.1 (1990): 75-77.
- [22] Sharma, Anuj K., Rajan Jha, and B. D. Gupta. "Fiber-optic sensors based on surface plasmon resonance: a comprehensive review." *IEEE Sensors Journal* 7.8 (2007): 1118-1129.
- [23] Ymeti, Aurel, et al. "Realization of a multichannel integrated Young interferometer chemical sensor." *Applied optics* 42.28 (2003): 5649-5660.
- [24] Ymeti, Aurel, et al. "Realization of a multichannel integrated Young interferometer chemical sensor." *Applied optics* 42.28 (2003): 5649-5660.
- [25] Nagel, Thomas, et al. "Direct detection of tuberculosis infection in blood serum using three optical label-free approaches." *Sensors and Actuators B: Chemical* 129.2 (2008): 934-940.
- [26] Hradetzky, David, Claas Mueller, and Holger Reinecke. "Interferometric label-free biomolecular detection system." *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 8.7 (2006): S360.
- [27] Brandenburg, Albrecht, et al. "Interferometric sensor for detection of surface-bound bioreactions." *Applied Optics* 39.34 (2000): 6396-6405.
- [28] Densmore, A., et al. "Silicon photonic wire biosensor array for multiplexed real-time and label-free molecular detection." *Optics letters* 34.23 (2009): 3598-3600.
- [29] Bernini, Romeo, et al. "Integrated optofluidic Mach-Zehnder interferometer based on liquid core waveguides." *Applied Physics Letters* 93.1 (2008): 011106.
- [30] Bernini, Romeo, et al. "Integrated optofluidic Mach-Zehnder interferometer based on liquid core waveguides." *Applied Physics Letters* 93.1 (2008): 011106.
- [31] Lambeck, Paul, et al. "Integrated optical devices for chemical sensing." *Quimica analitica* 18 (2000): 10-19.
- [32] Shew, B. Y., Y. H. Tsai, and C. H. Kuo. "Ultra-sensitive biosensor based on SU-8 planar interferometer." *The 13th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 2005. Digest of Technical Papers. TRANSDUCERS'05.. Vol. 2. IEEE, 2005.*
- [33] De Vos, Katrien, et al. "Silicon-on-Insulator microring resonator for sensitive and label-free biosensing." *Optics express* 15.12 (2007): 7610-7615.

- [34] Chao, Chung-Yen, and L. Jay Guo. "Biochemical sensors based on polymer microrings with sharp asymmetrical resonance." *Applied Physics Letters* 83.8 (2003): 1527-1529.
- [35] Chao, Chung-Yen, Wayne Fung, and L. Jay Guo. "Polymer microring resonators for biochemical sensing applications." *IEEE journal of selected topics in quantum electronics* 12.1 (2006): 134-142.
- [36] Ciminelli, Caterina, et al. "Label-free optical resonant sensors for biochemical applications." *Progress in Quantum Electronics* 37.2 (2013): 51-107.
- [37] Oraevsky, Anatolii N. "Whispering-gallery waves." *Quantum electronics* 32.5 (2002): 377.
- [38] Claes, Tom, et al. "Label-free biosensing with a slot-waveguide-based ring resonator in silicon on insulator." *IEEE Photonics journal* 1.3 (2009): 197-204.
- [39] Sun, Yuze, and Xudong Fan. "Optical ring resonators for biochemical and chemical sensing." *Analytical and bioanalytical chemistry* 399.1 (2011): 205-211.
- [40] Carlborg, Carl Fredrik, et al. "A packaged optical slot-waveguide ring resonator sensor array for multiplex label-free assays in labs-on-chips." *Lab on a Chip* 10.3 (2010): 281-290.
- [41] <http://www.genalyte.com>.
- [42] Pal, Sudeshna, et al. "Selective virus detection in complex sample matrices with photonic crystal optical cavities." *Biosensors and Bioelectronics* 44 (2013): 229-234.
- [43] Buswell, S. C., et al. "Specific detection of proteins using photonic crystal waveguides." *Optics express* 16.20 (2008): 15949-15957.
- [44] Scullion, M. G., A. Di Falco, and T. F. Krauss. "Slotted photonic crystal cavities with integrated microfluidics for biosensing applications." *Biosensors and Bioelectronics* 27.1 (2011): 101-105.
- [45] Skivesen, Nina, et al. "Photonic-crystal waveguide biosensor." *Optics Express* 15.6 (2007): 3169-3176.
- [46] Lee, Mindy, and Philippe M. Fauchet. "Two-dimensional silicon photonic crystal based biosensing platform for protein detection." *Optics express* 15.8 (2007): 4530-4535.
- [47] Ellis, Bryan, et al. "Ultralow-threshold electrically pumped quantum-dot photonic-crystal nanocavity laser." *Nature photonics* 5.5 (2011): 297-300.
- [48] Haret, Laurent-Daniel, et al. "All-silicon photonic crystal photoconductor on silicon-on-insulator at telecom wavelength." *Optics express* 18.23 (2010): 23965-23972.
- [49] Yablonovitch, Eli. "Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics." *Physical review letters* 58.20 (1987): 2059.

- [50] Meade, R. D., Joshua N. Winn, and J. D. Joannopoulos. "Photonic crystals: Molding the flow of light." (1995).
- [51] Birner, Albert, et al. "Silicon-based photonic crystals." *Advanced Materials* 13.6 (2001): 377-388.
- [52] Ferrier, Lydie, et al. "Surface emitting microlaser based on 2D photonic crystal rod lattices." *Optics Express* 17.12 (2009): 9780-9788.
- [53] McGorty, Ryan, et al. "Colloidal self-assembly at an interface." *Materials Today* 13.6 (2010): 34-42.
- [54] Mandal, Sudeep, and David Erickson. "Nanoscale optofluidic sensor arrays." *Optics Express* 16.3 (2008): 1623-1631.
- [55] Lin, Shawn-yu, et al. "A three-dimensional photonic crystal operating at infrared wavelengths." *Nature* 394.6690 (1998): 251-253.
- [56] Vlasov, Yurii A., et al. "On-chip natural assembly of silicon photonic bandgap crystals." *Nature* 414.6861 (2001): 289-293.
- [57] Roland, Iännis, et al. "Near-infrared gallium nitride two-dimensional photonic crystal platform on silicon." *Applied Physics Letters* 105.1 (2014): 011104.
- [58] Troia, Benedetto, et al. "Photonic crystals for optical sensing: A review." *Advances in Photonic Crystals* (2013): 241-295.
- [59] Radulaski, Marina, et al. "Photonic crystal cavities in cubic (3C) polytype silicon carbide films." *Optics express* 21.26 (2013): 32623-32629.
- [60] Qian, Cheng, et al. "Modulation of spontaneous emission characteristics of Alq3 in three-dimensional PMMA photonic crystals." *Journal of Polymer Science Part B: Polymer Physics* 52.12 (2014): 842-847.
- [61] Zhou, Lan, et al. "The synthesis of core-shell monodisperse P (St-MAA) microspheres and fabrication of photonic crystals Structure with Tunable Colors on polyester fabrics." *Fibers and polymers* 15.6 (2014): 1112-1122.
- [62] Xue, Fei, et al. "A 2-D photonic crystal hydrogel for selective sensing of glucose." *Journal of Materials Chemistry A* 2.25 (2014): 9559-9565.
- [63] Cunningham, Brian, et al. "A plastic colorimetric resonant optical biosensor for multiparallel detection of label-free biochemical interactions." *Sensors and Actuators B: Chemical* 85.3 (2002): 219-226.
- [64] Chow, Edmond, et al. "Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity." *Optics letters* 29.10 (2004): 1093-1095.

- [65] Lončar, Marko, Axel Scherer, and Yueming Qiu. "Photonic crystal laser sources for chemical detection." *Applied Physics Letters* 82.26 (2003): 4648-4650.
- [66] Chakravarty, S., et al. "Ion detection with photonic crystal microcavities." *Optics letters* 30.19 (2005): 2578-2580.
- [67] Chakravarty, S., et al. "Ion detection with photonic crystal microcavities." *Optics letters* 30.19 (2005): 2578-2580.
- [68] Lin, Hongtao, Zou Yi, and Juejun Hu. "Double resonance 1-D photonic crystal cavities for single-molecule mid-infrared photothermal spectroscopy: theory and design." *Optics letters* 37.8 (2012): 1304-1306.
- [69] Di Falco, A., L. O'faolain, and T. F. Krauss. "Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities." *Applied physics letters* 94.6 (2009): 063503.
- [70] Chakravarty, Swapnajit, et al. "Multiplexed specific label-free detection of NCI-H358 lung cancer cell line lysates with silicon based photonic crystal microcavity biosensors." *Biosensors and Bioelectronics* 43 (2013): 50-55.
- [71] Cunningham, Brian T., and Lance G. Laing. "Advantages and application of label-free detection assays in drug screening." *Expert Opinion on Drug Discovery* 3.8 (2008): 891-901.
- [72] Milroy, Lech-Gustav, et al. "Modulators of protein-protein interactions." *Chemical reviews* 114.9 (2014): 4695-4748.
- [73] Naito, Makio, et al., eds. *Nanoparticle technology handbook*. Elsevier, 2018.
- [74] Xiao, Gaozhi, and Wojtek J. Bock, eds. *Photonic sensing: principles and applications for safety and security monitoring*. Vol. 227. John Wiley & Sons, 2012.
- [75] Yang, Wensha, et al. "DNA-modified nanocrystalline diamond thin-films as stable, biologically active substrates." *Nature materials* 1.4 (2002): 253-257.
- [76] Silverstein, Robert M., and G. Clayton Bassler. "Spectrometric identification of organic compounds." *Journal of Chemical Education* 39.11 (1962): 546.
- [77] Chalmers, John M., and Peter R. Griffiths. "Handbook of Vibrational Spectroscopy: Chalmers Vibrat 5V Set." (2001).
- [78] DAYLIGHT-SOLUTIONS, Region du MIR. représentation graphique de la localisation dans le mir des molécules d'intérêt avec des forts absorptions. http://www.daylightsolutions.com/technology/qcl_technology.htm, Accessed: 2020-11-17.
- [79] Pejčić, Bobby, Matthew Myers, and Andrew Ross. "Mid-infrared sensing of organic pollutants in aqueous environments." *Sensors* 9.8 (2009): 6232-6253.

- [80] Todd, M. W., et al. "Application of mid-infrared cavity-ringdown spectroscopy to trace explosives vapor detection using a broadly tunable (6–8 μm) optical parametric oscillator." *Applied Physics B* 75.2-3 (2002): 367-376.
- [81] Ross, Bonnie S., and Carmen A. Puliafito. "Erbium-YAG and holmium-YAG laser ablation of the lens." *Lasers in surgery and medicine* 15.1 (1994): 74-82.
- [82] Seddon, Angela B. "A prospective for new mid-infrared medical endoscopy using chalcogenide glasses." *International Journal of Applied Glass Science* 2.3 (2011): 177-191.
- [83] Madden, Suzanne C., et al. "ISM properties in low-metallicity environments-I. Mid-infrared spectra of dwarf galaxies." *Astronomy & Astrophysics* 446.3 (2006): 877-896.
- [84] Kuyken, Bart, et al. "Generation of 3.6 μm radiation and telecom-band amplification by four-wave mixing in a silicon waveguide with normal group velocity dispersion." *Optics letters* 39.6 (2014): 1349-1352.
- [85] Pelusi, Mark D., et al. "Applications of highly-nonlinear chalcogenide glass devices tailored for high-speed all-optical signal processing." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 14.3 (2008): 529-539.
- [86] Carletti, Luca, et al. "Nonlinear optical response of low loss silicon germanium waveguides in the mid-infrared." *Optics express* 23.7 (2015): 8261-8271.
- [87] Sorokina, Irina T., and Konstantin L. Vodopyanov, eds. *Solid-state mid-infrared laser sources*. Vol. 89. Springer Science & Business Media, 2003.
- [88] Ristanic, Daniela, et al. "Monolithically integrated mid-infrared sensor using narrow mode operation and temperature feedback." *Applied Physics Letters* 106.4 (2015): 041101.
- [89] Mizaikoff, Boris. "Waveguide-enhanced mid-infrared chem/bio sensors." *Chemical Society Reviews* 42.22 (2013): 8683-8699.
- [90] Piels, Molly, and John E. Bowers. "Photodetectors for silicon photonic integrated circuits." *Photodetectors*. Woodhead Publishing, 2016. 3-20.
- [91] Photonics, Hamamatsu. "Characteristics and use of infrared detectors." *Small* 43 (2004).
- [92] Nudelman, S. "The detectivity of infrared photodetectors." *Applied Optics* 1.5 (1962): 627-636.
- [93] Rogalski, Antoni. "Infrared detectors: an overview." *Infrared physics & technology* 43.3-5 (2002): 187-210.
- [94] Itsuno, Anne M., Jamie D. Phillips, and Silviu Velicu. "Mid-wave infrared HgCdTe nBn photodetector." *Applied physics letters* 100.16 (2012): 161102.
- [95] Passaro, Vittorio, et al. "Recent advances in integrated photonic sensors." *Sensors* 12.11 (2012): 15558-15598.

- [96] Lin, Pao Tai, et al. "Si-CMOS compatible materials and devices for mid-IR microphotronics." *Optical Materials Express* 3.9 (2013): 1474-1487.
- [97] Hunsperger, Robert G. *Integrated optics*. Vol. 4. Springer Verlag, 1995.
- [98] Kischkat, Jan, et al. "Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride." *Applied optics* 51.28 (2012): 6789-6798.
- [99] Lin, Pao Tai, et al. "Low-Stress Silicon Nitride Platform for Mid-Infrared Broadband and Monolithically Integrated Microphotronics." *Advanced Optical Materials* 1.10 (2013): 732-739.
- [100] Edwards, David F., and Ellen Ochoa. "Infrared refractive index of silicon." *Applied optics* 19.24 (1980): 4130-4131.
- [101] Sieger, Markus, and Boris Mizaikoff. "Toward on-chip mid-infrared sensors." (2016): 5562-5573.
- [102] Soref, Richard A., Stephen J. Emelett, and Walter R. Buchwald. "Silicon waveguided components for the long-wave infrared region." *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics* 8.10 (2006): 840.
- [103] Skauli, T., et al. "Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics." *Journal of Applied Physics* 94.10 (2003): 6447-6455.
- [104] Wang, Xiaofeng, et al. "Mercury–cadmium–telluride waveguides—a novel strategy for on-chip mid-infrared sensors." *Analytical chemistry* 85.22 (2013): 10648-10652.
- [105] Eggleton, Benjamin J. "Chalcogenide photonics: fabrication, devices and applications Introduction." *Optics express* 18.25 (2010): 26632-26634.

CHAPITRE II

Capteurs de pression & de température basés sur un ring-résonateur à base de cristaux photoniques (PC 2D)

II.1	Introduction.....	45
II.2	Structure	46
II.3	Calcul de la bande interdite photonique (PBG)	48
II.4	Distribution du champ.....	49
II.5	Etude d'un Capteur de pression.....	50
II.6	Etude d'un capteur de température.....	54
II.7	Conclusion.....	59

II.1 Introduction :

Ces dernières années, les capteurs optiques basés sur des microstructures sont des candidats très attrayants et prometteurs pour les circuits intégrés photoniques, car ils répondent à la demande actuelle en termes de taille ultra-compacte, de légèreté, de faible puissance, de réponse rapide et de détection précise de différentes substances [1]. Les capteurs micro-optiques ont été efficacement utilisés dans des applications à large gamme pour la détection de divers paramètres tels que la pression, la température, la rotation, l'indice de réfraction, le courant, le gaz chimique et les bioanalytes [2]. Les mesures de pression et de température sont très importantes et sont largement utilisées dans l'industrie automobile, l'industrie pétrochimique, le contrôle des risques, les systèmes avioniques, la sécurité industrielle et la biomédecine [3-6].

En général, les valeurs de pression et de température sont mesurées avec précision par un capteur optique en détectant les changements d'indice de réfraction du matériau dus à la pression et à la température appliquées de l'extérieur, respectivement. Les plateformes de détection à double paramètre sont les interféromètres Fabry-Pérot en cascade [3], les réseaux de Bragg à double fibre [4], les filtres à bascule pour la détection de pression [5] et les micro ring résonateurs pour la détection de la température [6]. Tous ces systèmes de détection optique ont été utilisés pour améliorer les paramètres de détection, à savoir la sensibilité, le facteur de qualité et la gamme dynamique. Toutefois, les pertes optiques sont accrues en raison de la réduction de la taille des dispositifs et limitent ainsi la croissance des capteurs miniaturisés [7]. La solution consiste à utiliser des dispositifs optiques à base de cristaux photoniques (CP) pour réduire la taille des dispositifs à l'échelle nanométrique avec une perte optique ultra-faible, ce qui permet un fort confinement des photons [7]. Les CP sont des nanostructures artificielles composées de deux matériaux diélectriques différents qui sont disposés de manière périodique pour contrôler l'onde électromagnétique à l'intérieur de la structure. La propriété fondamentale du PC est la bande interdite photonique (PBG), qui lui permet de contrôler et de guider l'onde électromagnétique à l'échelle de la longueur d'onde optique [8]. Le signal lumineux dans la gamme de longueur d'onde du PBG ne peut pas se propager à l'intérieur de la structure et il ne peut être limité qu'en introduisant les défauts de la structure parfaite du CP. En général, les défauts sont classés comme des défauts ponctuels et linéaires. Fondamentalement, les plateformes PC sont classées en 1DPC, 2DPC et 3DPC, la 2DPC étant un candidat intéressant pour le développement de dispositifs photoniques en raison de sa petite taille, de sa structure simple, du calcul de la bande interdite parfaite, du fort confinement de la lumière et de sa facilité d'intégration avec les circuits intégrés photoniques [8]. Les capteurs optiques basés sur les PC

semblent être plus attrayants pour la recherche et la communauté scientifique en raison de leur taille ultra-compacte, de leur haute sensibilité, de leur immunité aux interférences électromagnétiques et de leur vitesse de réponse rapide [9]. Ces dernières années, de nombreux capteurs sur PC ont été réalisés pour détecter les champs électriques [10], les gaz [11], les cellules cancéreuses [12], la concentration de glucose [13, 14], les composants sanguins [15], les molécules d'ADN [16], la salinité de l'eau de mer [17], la pression [18-23], la température [24-29], et dans de nombreuses autres applications.

Différentes configurations de capteurs optiques CP ont été rapportées, qui utilisent des coupleurs directionnels [30], des interféromètres Mach-Zehnder (MZI) [31], des rings résonateurs [32], et ce pour diverses applications.

Dans cette tentative, un nanocapteur hexagonal basé sur la PCRR2D est proposé pour détecter à la fois la pression et la température sur une plage de 0 à 10 GPa et de 0 à 360 °C, respectivement. Les caractéristiques de détection des deux paramètres sont théoriquement étudiées par les méthodes 2D-PWE et 2DFDTD. Deux mécanismes de détection peuvent être utilisés à la fin de la détection, comme la variation d'intensité et le décalage de la longueur d'onde de résonance. Par rapport à la variation d'intensité, le décalage de longueur d'onde résonant offre une plus grande sensibilité et une limite de détection très basse.

Le reste du document est structuré comme suit. Les principes de détection de la pression et de la température sont abordés dans la section "Principe de détection". La méthode PWE est utilisée pour décrire le PBG qui est présenté dans la section "Structure de l'écart de bande photonique". Les résultats des modes guidés sont étudiés dans la section "Analyse des modes guidés". La conception du capteur hexagonal basé sur le PCRR est présentée dans la section "Ring-résonateur de cristal photonique". Les paramètres de détection sont évalués dans la section "Évaluation des caractéristiques fonctionnelles". Enfin, la section "Conclusion" conclut le chapitre.

II.2 Structure :

Le capteur de pression simulé à base de cristaux photoniques 2-D utilise une configuration d'interféromètre de Mach Zehnder et se compose de tiges circulaires placées dans un fond d'air. Les tiges circulaires à treillis triangulaire sont utilisées pour réduire les pertes de diffusion et surveiller efficacement la propagation du mode électrique transversal (TE).

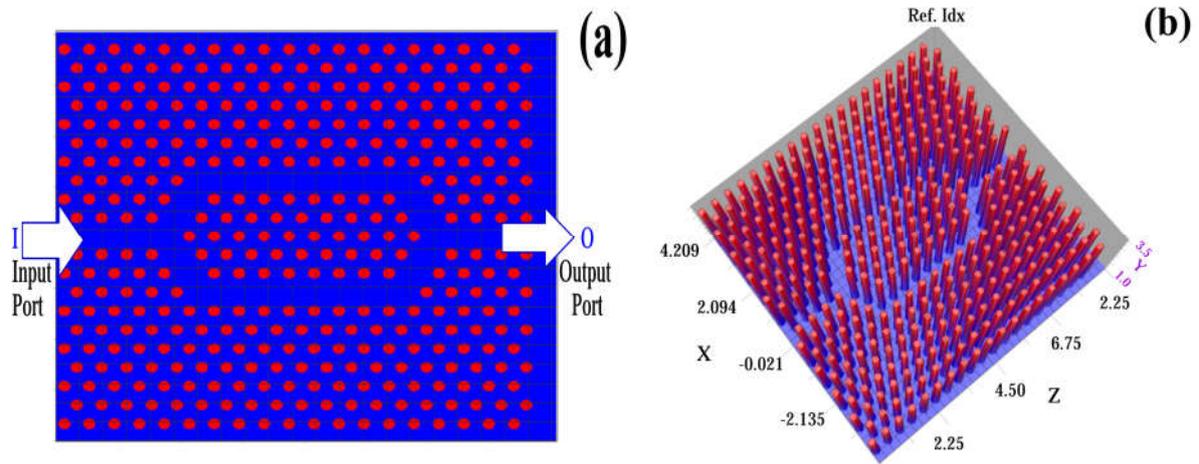


Figure II.1 – Structure du dispositif proposée. Disposition (a), et vue en 3-D (b)

Le dispositif 2D-CP est de forme rectangulaire avec le nombre de tiges dans les directions X et Z est de 19×21 , comme illustré à la Figure II.1. La distance entre deux barres adjacentes est de 450 nm, qui est appelée constante de réseau et indiquée par a. Le rayon de la barre est de $1,1 \mu\text{m}$, et la constante diélectrique des barres de Si est de 3,5. Le tableau II.1 présente les paramètres d'intérêt de notre simulation.

Tableau II.1 : Paramètres du capteur utilisés dans ce travail.

Paramètres	Valeurs
Rayon de la tige (r)	$1.1 \mu\text{m}$
Constante de reseau (a)	$0.45 \mu\text{m}$
Indice de réfraction du fond (Air)	1
Dimensions de la plateforme	$12.4 \mu\text{m} \times 9.2 \mu\text{m}$ (19×21 rods)
Largeur de la PBG	$0,5439$ et $0,8343 \text{ } 1/\lambda$ $1,0551$ et $1,2799 \text{ } 1/\lambda$ $1,6296$ et $1,7535 \text{ } 1/\lambda$
Polarisation	TE

La Figure II.2 illustre le schéma fonctionnel permettant de détecter la pression et la température à l'aide du CP 2-D. La source optique émet une onde lumineuse gaussienne continue qui traverse le capteur optique basé sur le CP. La lumière confinée par sa propagation est affectée suite à l'application d'une pression hydrostatique ou exposé à une température qui provoque une variation de l'indice de réfraction et donc un déplacement de la fréquence de

résonance. La lumière de sortie est détectée par un photodétecteur. Les outils de simulation utilisés dans ces travaux sont les deux méthodes PWE et FDTD.

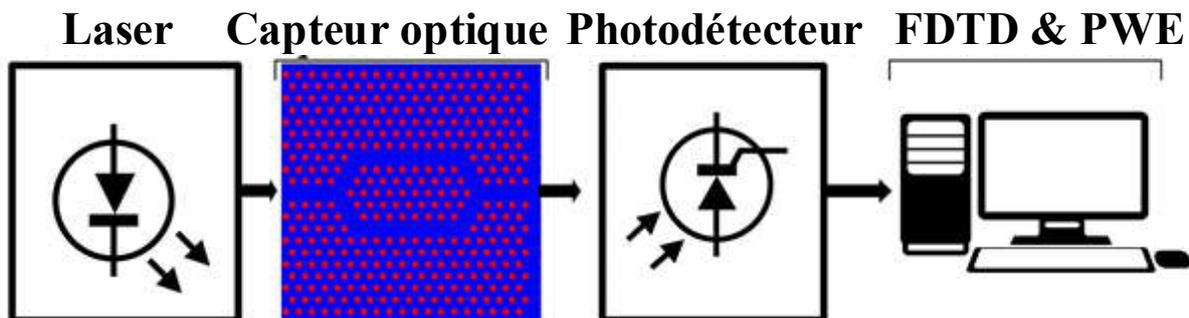


Figure II.2 – Configuration schématique d'un capteur basé sur le PCRR pour la détection de la pression et de la température

II.3 Calcul de la bande interdite photonique (PBG) :

La bande interdite de notre capteur est calculée à l'aide de la méthode d'expansion par ondes planes (PWE band solver). Dans les cristaux photoniques, la lumière ne peut pas se propager librement à l'intérieur de la bande interdite photonique. En insérant des défauts dans la structure cristalline, sa périodicité est alors brisée. L'onde, dont la longueur d'onde se situe dans cette gamme de PBG, se propagerait facilement à travers la structure. Les paramètres utilisés dans la simulation du capteur sont ceux indiqués dans le tableau II.1. Le logiciel PWE est utilisé pour le calcul du PBG pour différentes polarisations transversales électriques (TE) et magnétiques (TM).

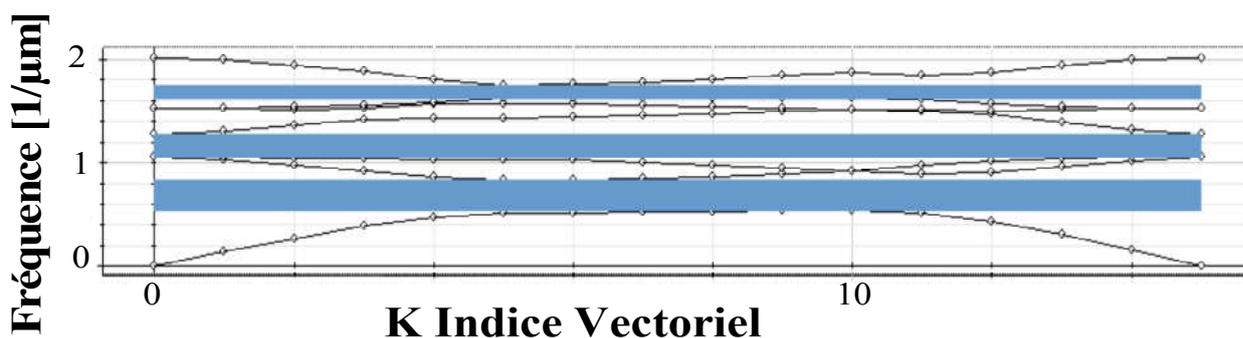


Figure II.3 – La bande interdite photonique pour une polarisation TE.

Pour la polarisation TE, nous avons obtenu trois larges bandes. La première PBG se situe entre 0,5439 et 0,8343 $1/\lambda$. Sa longueur d'onde varie entre 1198 nm et 1838 nm, ce qui correspond à la deuxième et à la troisième fenêtre de transmission optique. La deuxième PBG est comprise entre 1,0551 et 1,2799 $1/\lambda$. Sa longueur d'onde varie entre 781 nm et 948 nm, ce

qui correspond à la première fenêtre de transmission optique. La troisième PBG est comprise entre 1,6296 et 1,7535 $1/\lambda$. Sa longueur d'onde varie entre 570 nm et 613 nm. Les trois PBG sont adaptées à la conception du capteur car ils couvrent les trois fenêtres de transmission optique connues. Les PBG pour le mode TE sont illustrées à la Figure II.3. La Figure II.4 montre les trois PBG étroites obtenues pour le mode TM. La PBG en mode TE est prise en compte pour la conception du capteur.

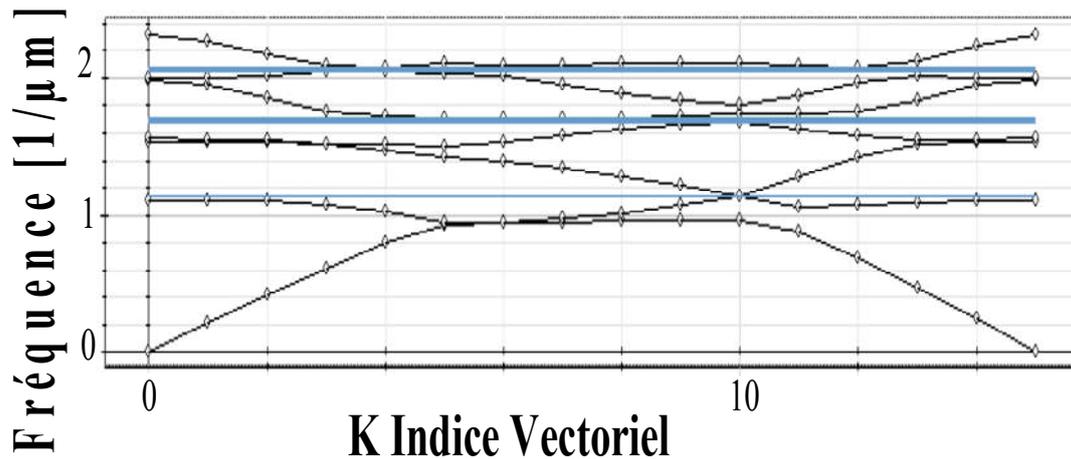


Figure II.4 – PBGs pour le mode magnétique transversal (TM) de la structure.

II.4 Distribution du champ :

La distribution du champ électrique en 3D de la structure à résonateur 2DPCCR ($n_{si} = 3,5$ RIU, $\lambda_0 = 830$ nm) est présentée à la Figure II.5. Les conditions aux limites de Berenger (PML) sont appliquées.

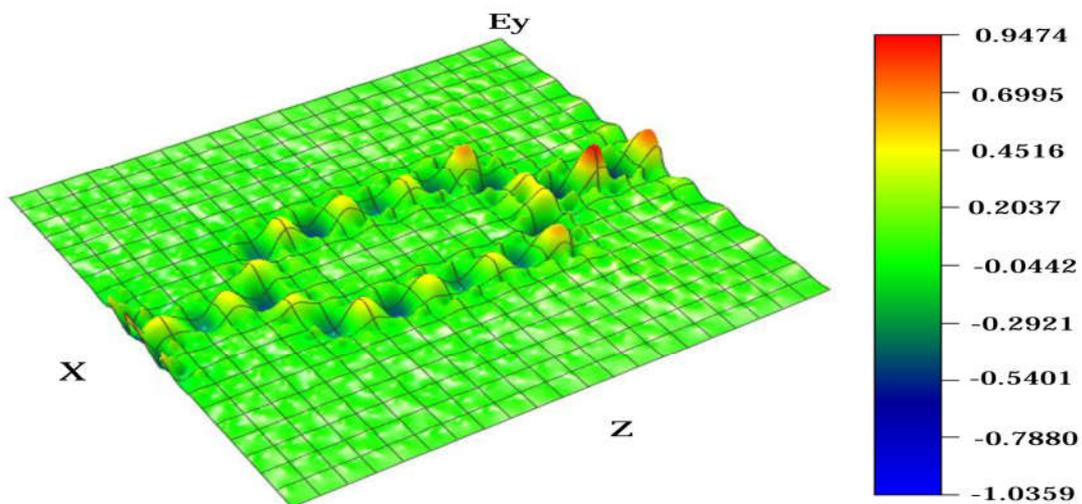


Figure II.5 – La distribution du champ électrique en 3D du 2DPCCR.

II.5 Etude d'un Capteur de pression

Les capteurs à cristaux photoniques sont essentiellement basés sur la détection des variations de l'intensité maximale de sortie ou du décalage de la longueur d'onde de résonance. Dans un capteur de pression, la pression appliquée modifie les propriétés optoélectroniques du dispositif. Ces changements affectent l'indice de réfraction du Si, et donc la PBG de la structure, et sont sensibles aux changements du rapport (r/a) et (a) [33].

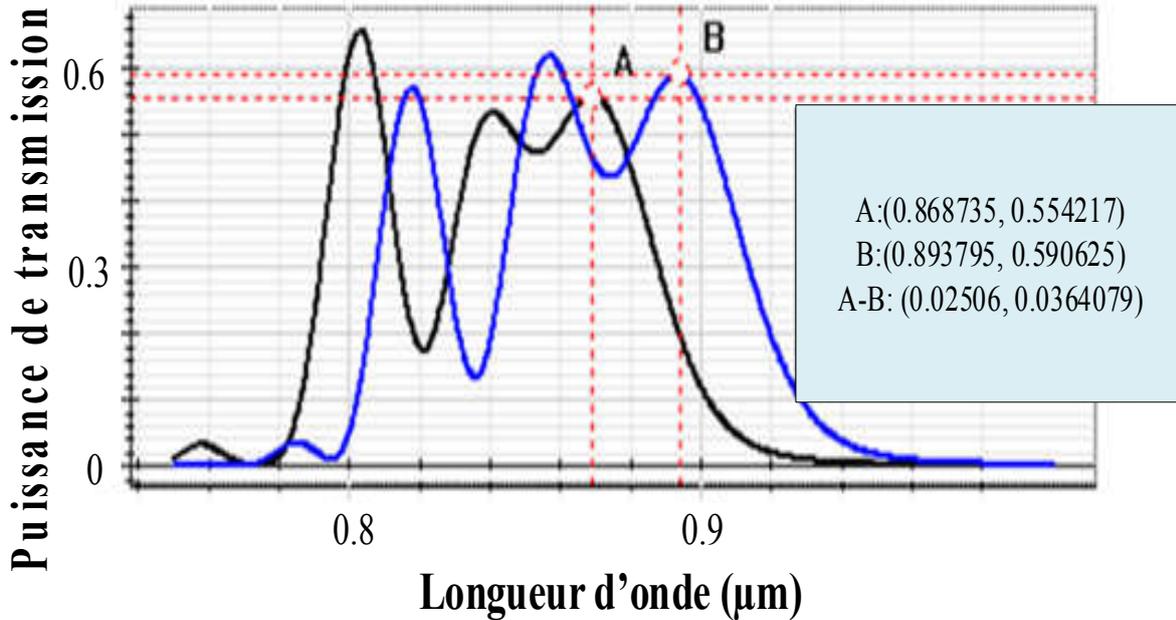


Figure II.6 – Décalage de longueur d'onde résonnant obtenu à la suite d'une pression hydrostatique appliquée de 1 GPa

La relation qui lie la pression détectée et l'indice de réfraction est donnée par [34] :

$$n = n_0 - (c_1 + 2c_2)\sigma \quad (II.1)$$

où n_0 est l'indice de réfraction du Si. σ est la pression hydrostatique appliquée et c_1 et c_2 sont les constantes de contrainte optique définies comme:

$$c_1 = \frac{n_0(P_{11} - 2\nu P_{12})}{(2E)} \quad (II.2)$$

$$c_2 = \frac{n_0^3(P_{12} - \nu(P_{11} + P_{12}))}{(2E)} \quad (II.3)$$

p_{11} et p_{12} sont les constantes optiques. E et ν représentent respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson. Pour chaque pression de 1 GPa, l'indice de réfraction est incrémenté de 0.03985 [32].

En faisant varier la pression appliquée de 0 à 1 GPa, on constate un changement dans les tracés, comme l'illustre la Figure II.6. Dans cette figure, les points de repère sont les points A (notre référence : pas de pression appliquée, 0 GPa) et B (après une pression appliquée, 1 GPa). On remarque trois pics de résonance à cause du déphasage créé par les retards dus à la branche 2 Y [31].

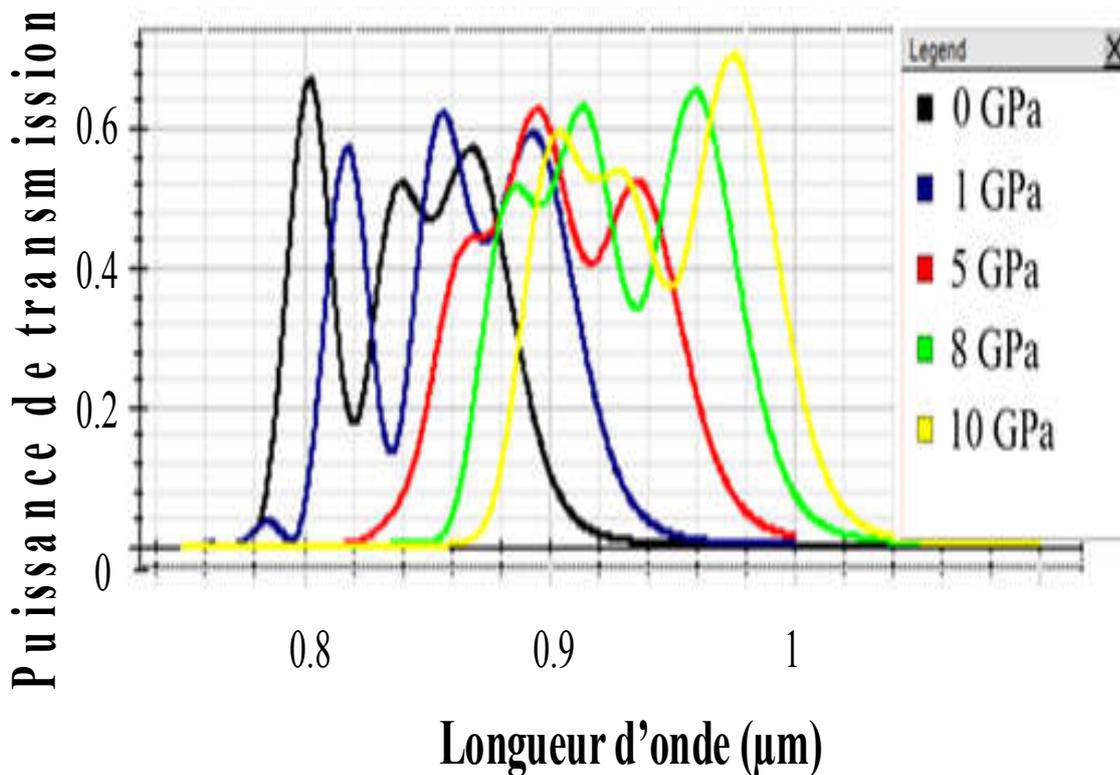


Figure II.7 – Dépendance du décalage de longueur d'onde résonnante à la pression hydrostatique appliquée dans la plage de pression de 0 à 10 GPa.

La Figure II.7 illustre l'effet d'une modification de la pression appliquée sur la structure du capteur de 0 à 10 GPa sur le un décalage de longueur d'onde résonant qui révèle l'existence d'une relation entre ces deux paramètres

Il est à noter que la puissance émise reste élevée et constante sur toute la gamme. La pression appliquée induit des changements dans l'indice de réfraction du dispositif ainsi que dans son PBG, ce qui entraîne des changements non seulement dans la longueur d'onde de résonance, mais aussi dans la forme et l'intensité des trois pics de la courbe de puissance de transmission.

Un paramètre important qui caractérise un capteur est sa sensibilité. Cette dernière est déterminée comme le rapport entre le décalage de la longueur d'onde de résonance et la

différence de pression hydrostatique appliquée. Son unité de mesure est le nm/GPa [35]. Elle est donnée par la relation :

$$\Delta S_p = \frac{\Delta\lambda}{\Delta P} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \frac{\Delta n}{\Delta P} \quad (\text{II.4})$$

Tableau II.2 : Caractérisation des paramètres obtenus de la conception du capteur de pression sur la plage de pression (0 à 10 GPa).

Pression appliquée (GPa)	Indice de Refraction (RIU)	Puissance transmise (%)	Décalage (pm)	Sensibilité nm/GPa
0	3.5	67.54	Reference	Reference
1	3.53985	61.39	25.06	25.06
2	3.5797	68.018	35.61	17.805
3	3.61955	59.03	45.58	15.193
4	3.654	61.4	56.4	14.1
5	3.69925	62.34	67.647	13.52
6	3.7391	65.65	75.53	12.58
7	3.77895	65.17	85.2158	12.17368
8	3.8188	65.17	91.24	11.405
9	3.85865	68.27	100.8	11.2
10	3.8985	71.52	107.859	10.7859

Une fois la pression hydrostatique appliquée sur la surface du dispositif, une modification de l'indice de réfraction est induite, ce qui déplace la longueur d'onde de résonance du dispositif. La différence d'indice de réfraction (Δn) est calculée à l'aide de l'équation (II.1).

La sensibilité du capteur est déterminée selon l'équation (II.4), dans laquelle la différence est estimée par rapport à la référence, c'est-à-dire aucune pression n'est appliquée. Le tableau II.2 présente les résultats obtenus sur l'effet de la modification de la pression appliquée sur des paramètres tels que l'indice de réfraction, la transmission de puissance, le décalage de la longueur d'onde de résonance par rapport à la référence, et la sensibilité calculée.

D'après le tableau II.2, le capteur donne le décalage le plus élevé, $\Delta\lambda=25,06$ nm, à la pression appliquée de 1 GPa, ce qui équivaut à 628,85 nm/RIU en sensibilité pour une variation de 0,03985 de la valeur RI. Il s'agit de la valeur la plus élevée rapportée jusqu'à présent dans la

littérature. Par exemple, Zouache et al [36] ont obtenu une sensibilité de 21,4 nm/RIU sur une plage de pression de 0 à 7 GPa. Par rapport à d'autres capteurs de pression basés sur les CP qui fonctionnent dans la même plage de pression que le nôtre, une sensibilité de 15,8 nm/GPa a été rapportée [37]. Ces résultats sont résumés dans le tableau II.3

Tableau II.3: Résumé des plus hautes sensibilités des capteurs à base de CP, comme indiqué dans la littérature.

Sensibilité maximale du capteur (nm/RIU)	Référence	année
393.977	[37]	2017
422	[13]	2016
501.88	[32]	2018
527.688	[36]	2018
628.25	Présent travail	2019

La Figure II.8 montre la dépendance de la sensibilité du capteur par rapport à la pression appliquée. Les résultats montrent que la sensibilité diminue avec l'augmentation des pressions, avec sa valeur la plus basse de 10,78 nm/GPa. On constate que la sensibilité suit une loi de puissance par rapport à la pression appliquée selon la relation :

$$\ln(S) = -0.3476849468 \times \ln(P) + 3.158309867 \quad (II.5)$$

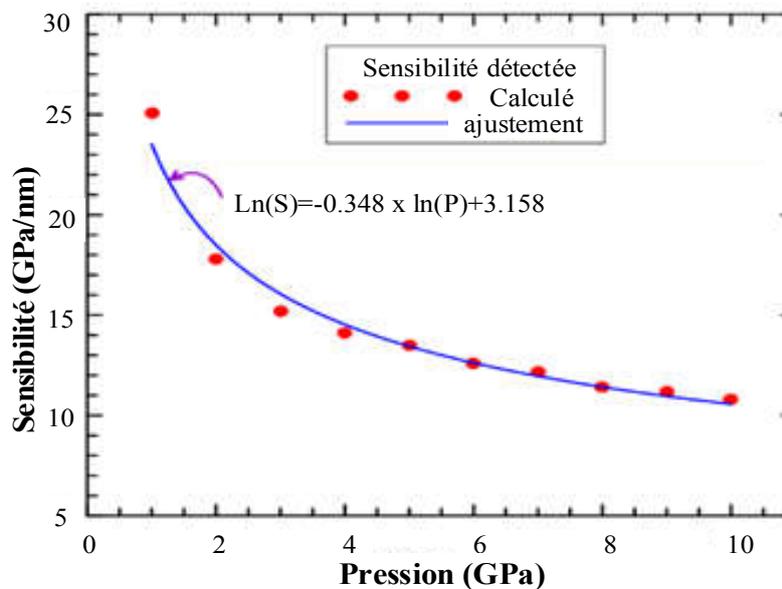


Figure II.8 – Sensibilité détectée de notre capteur de pression en fonction de la pression appliquée en surface.

En conclusion, le capteur simulé offre la plus haute sensibilité qui peut être utilisée non seulement pour la détection de la pression, mais aussi dans d'autres applications telles que les systèmes de détection biomédicale en tant que biocapteur.

II.6 Etude d'un capteur de température

La structure de la Figure II.1 a été utilisée pour simuler un capteur de température. Le choix de la structure 2DPCRRR a été décidé pour sa haute sensibilité, sa large PBG et sa transmission fortement normalisée. Cette mesure est particulièrement recherchée pour sa précision dans les environnements difficiles. Les valeurs de température sont mesurées avec précision par un capteur optique qui détecte les variations de l'indice de réfraction dues aux variations de température sur une plage de 0 °C à 360 °C

II.6.1 Principe de détection des capteurs de température

Pour simuler l'onde électromagnétique, dans un espace ouvert, nous utilisons, dans cette thèse, la couche parfaitement adaptée (PML) de Berenger comme conditions limites d'absorption [39]. Pour un meilleur calcul bidimensionnel, la condition suivante doit être satisfaite.

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}}} \quad (\text{II.6})$$

Où c représente la vitesse de la lumière dans le vide, et Δx et Δy sont, respectivement, les pas spatiaux dans les directions x et y . La structure simulée est attaquée par une impulsion gaussienne, qui est exprimée par [40] :

$$E(t) = -\cos(\omega t) \exp\left[-\frac{4\pi(t-t_0)^2}{\tau^2}\right] \quad (\text{II.7})$$

L'indice de réfraction des tiges de Si varie sous l'effet thermo-optique en raison de la variation de température. La relation entre la déformation des tiges de Si et la variation de température est donnée par l'expression :

$$\xi = \alpha \Delta T \quad (\text{II.8})$$

Où α est le coefficient thermo-optique du Si, et ΔT est le changement de température. La relation entre la température appliquée et l'indice de réfraction est donnée par :

$$n(T) = n_0 + \alpha \Delta T \quad (\text{II.9})$$

n_0 correspond à la température zéro du capteur. Le coefficient thermo-optique α du silicium est d'environ $2,4 \times 10^{-4} / ^\circ\text{C}$, ΔT représente la différence de température entre la température zéro et la température souhaitée [32].

Le concept fondamental de tous les capteurs optiques basés sur des CP s'articule autour du décalage de la longueur d'onde de résonance à la sortie du capteur. Dans le cas du capteur de température, la variation de température appliquée au capteur induit la variation de l'indice de réfraction du matériau (Si) par effet thermo-optique.

II.6.2 Performances de la structure

La variation de température est comprise entre 0 et 360 °C avec un pas de 180 °C. La longueur d'onde de résonance utilisée est de 830 nm. Le spectre de transmission normalisé du capteur est illustré à la Figure II.9.

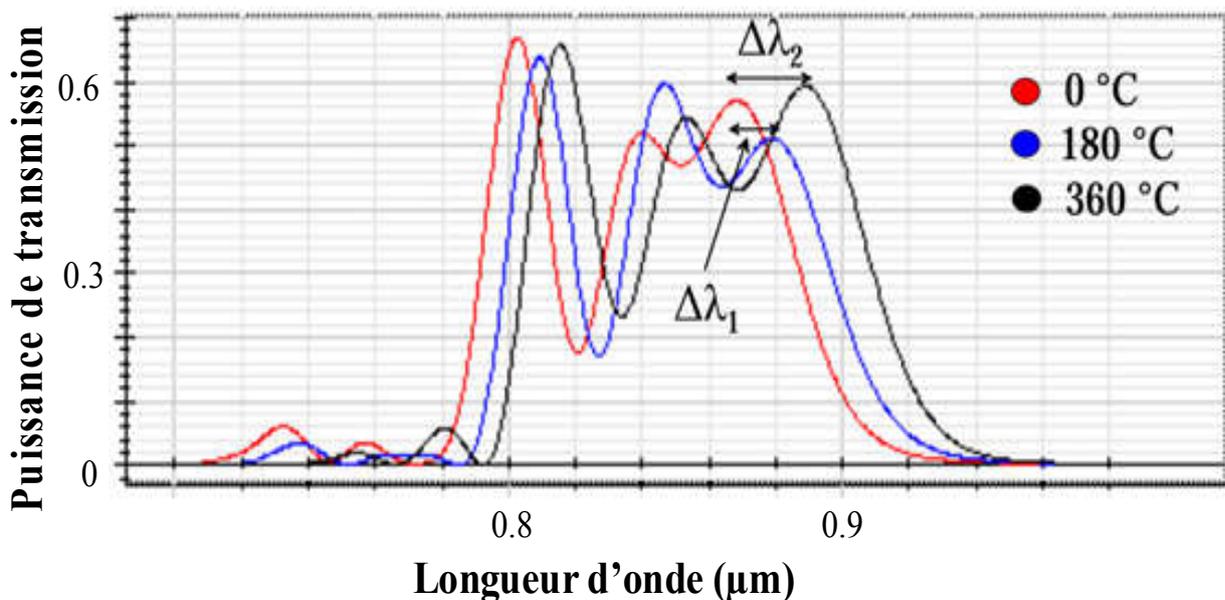


Figure.II.9 – Spectre de transmission normalisé pour différentes plages de température de 0 à 360 °C.

La sensibilité est calculée comme le rapport entre le changement de longueur d'onde et le changement de température. Elle est représentée par ' S_T ' et obtenue par la relation :

$$S_T = \frac{\Delta\lambda}{\Delta T} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n} \frac{\Delta n}{\Delta T} \quad (\text{II.10})$$

$\Delta\lambda$ représente la différence de longueur d'onde de résonance, ΔT est la différence de température et Δn représente la différence d'indice de réfraction.

L'unité de la sensibilité S est le $\text{pm}/^\circ\text{C}$. Plus le décalage est important, plus la sensibilité est grande. On observe un décalage de longueur d'onde de $\Delta\lambda_1=12,61$ nm pour une variation de température de 180°C qui correspond à une sensibilité de $70,05$ $\text{pm}/^\circ\text{C}$. Lorsque la variation de température est de 360°C , le décalage est de $\Delta\lambda_2=22,95$ nm pour une sensibilité de $63,75$ $\text{pm}/^\circ\text{C}$ (Figure II.9). On constate également une bonne transmission.

Les conditions de simulation de la température sont $\lambda_0=830$ ($n_{\text{Si}}(0^\circ\text{C})=3,5$ RIU, $n_{\text{Si}}(180^\circ\text{C})=3,5432$ RIU , $n_{\text{Si}}(360^\circ\text{C})=3,5864$ RIU) Les conditions aux limites de Berenger (PML) sont également appliquées.

Tableau II.4 : Les paramètres fonctionnels du capteur de température à différents niveaux de température.

Temperature Appliquée ($^\circ\text{C}$)	Indice de réfraction (RIU)	Puissance transmise (%)	Sensibilité $\text{pm}/^\circ\text{C}$
0	3.5	57.1	Reference
90	3.5216	57.4	67.77
180	3.5432	51.2	70.05
270	3.5648	58	63.10
360	3.5864	59.3	63.75

Comme le montre la Figure II.10, il existe trois pics de résonance qui, en raison du déphasage provoqué par les retards, forment les deux canaux du ring-résonateur. La Figure II.10 illustre l'effet de la modification de l'altération appliquée sur la structure du capteur de 0°C à 360°C avec un pas de 90°C .

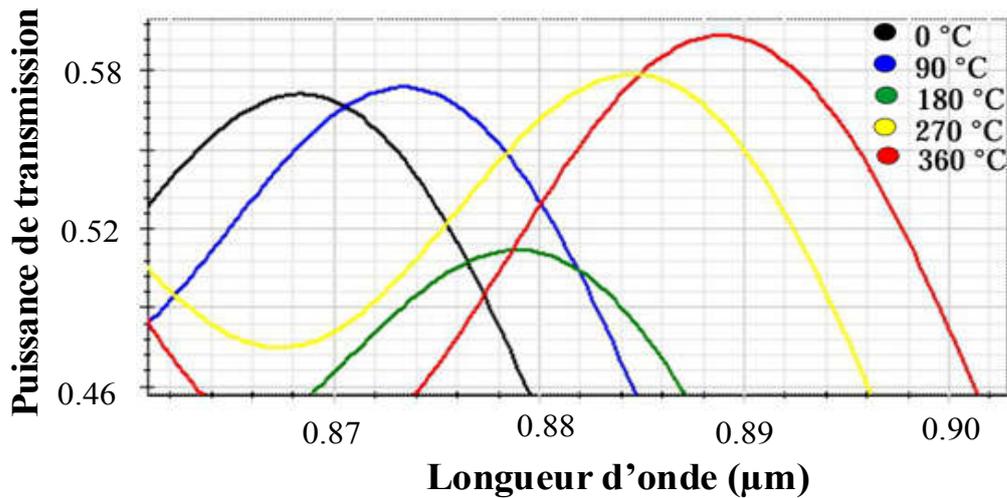


Figure II.10 – Spectre de transmission normalisé pour différentes plages de température de 0 à 360 °C avec un pas de 90 °C en zoomant sur le troisième pic.

Lorsque la structure est exposée à un changement de température, plusieurs paramètres changent, tels que l'indice de réfraction, la puissance de transmission et le décalage de la longueur d'onde et donc la sensibilité. Le tableau II.4 donne un aperçu des résultats obtenus. Il convient de noter que la température de référence correspond à la température zéro.

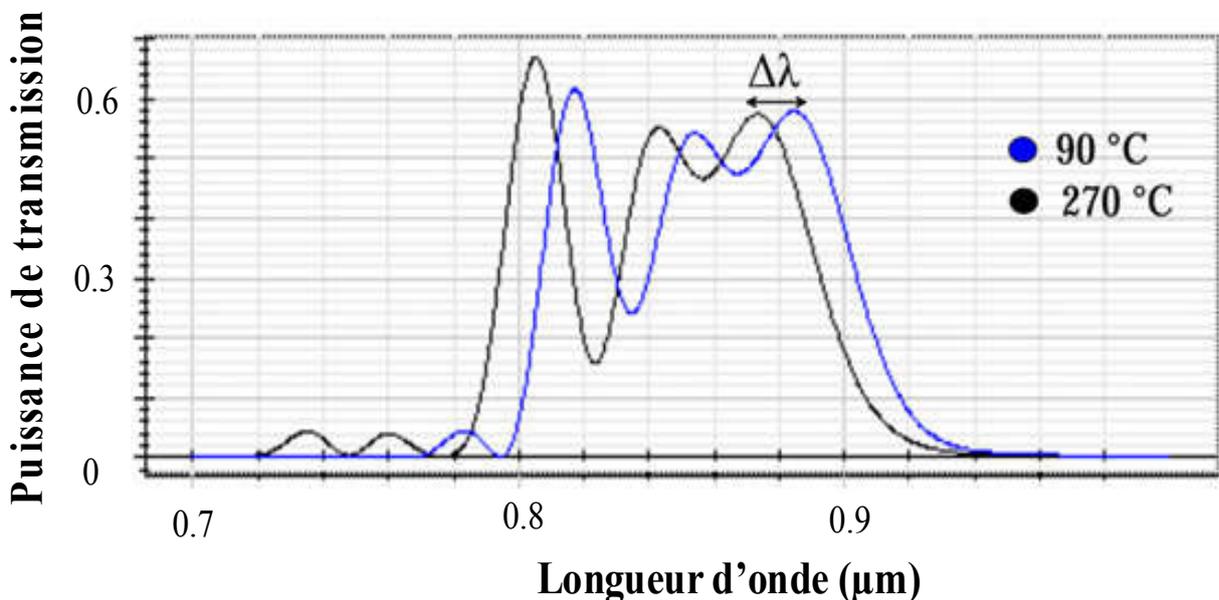


Figure II.11 – Spectre de transmission normalisé lorsque la température appliquée est de 90 °C et 270 °C.

Notre capteur fonctionne dans une plage de température de 0 à 360°C. Afin de trouver la meilleure sensibilité, nous avons constaté que ce capteur donne les meilleurs résultats dans

la plage de température de 90 à 270°C. La Figure II.11 nous montre un décalage de $\Delta\lambda=16,62$ nm dans la plage de température de 90°C à 270°C. Nous obtenons une sensibilité de 92,3 pm/°C, la plus élevée trouvée jusqu'à présent.

Tableau II.5 : Valeurs de sensibilité les plus élevées rapportées par rapport aux systèmes de capteurs de température existants :

Référence	Gamme dynamique (°C)	La plus grande sensibilité (pm/°C)	Année
[27]	0 to 100	6.60	2011
[39]	15 to 55	35.9	2013
[40]	20 to 90	84	2016
[41]	30 to 150	61	2018
[32]	5 to 540	66.66	2018
Notre capteur	0 to 360	92.3	

Le tableau II.5 résume les résultats obtenus dans la littérature, il est clair que les performances de notre capteur de température ont de meilleures performances. Par rapport aux autres capteurs de température utilisant les CP [27 ;32 ;39 ;40 ;41], notre capteur simulé a la plus grande sensibilité (tableau II.5).

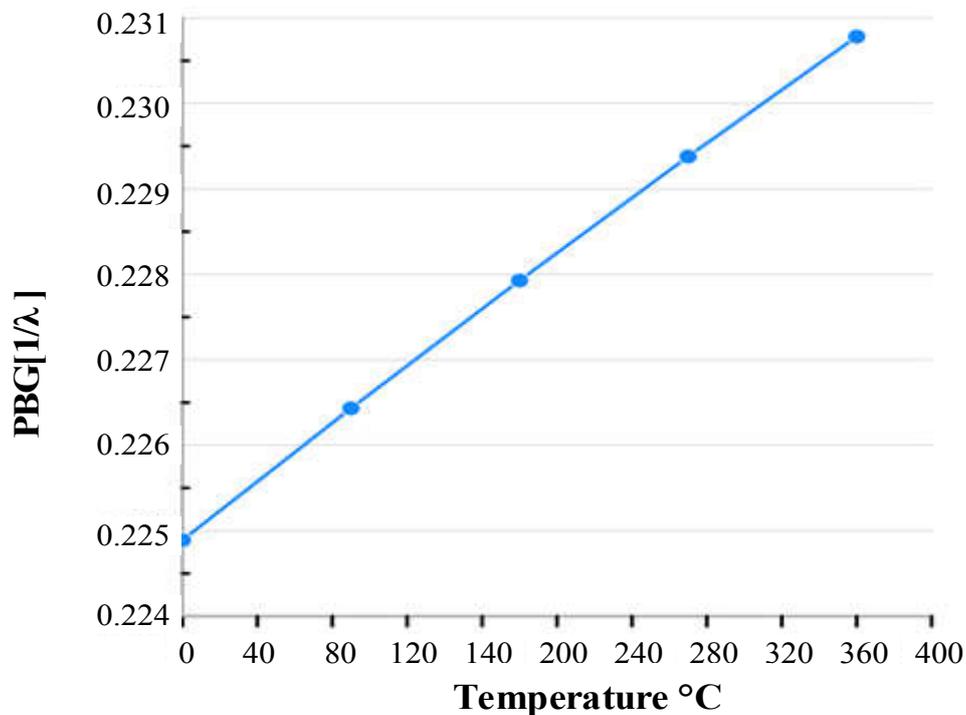


Figure II.12 – Relation linéaire entre la largeur du PBG et la température.

La dernière partie de notre étude nous a conduit à étudier la relation entre la largeur du PBG et la variation de température. Comme le montre la Figure II.12, la largeur du PBG dépend linéairement de la variation de température.

II.7 Conclusion

Le capteur proposé, basé sur le PCRR, offre une sensibilité élevée de l'indice de réfraction, et les deux paramètres de détection sont comparés aux systèmes de détection basés sur les CP. L'analyse montre que les valeurs les plus élevées des paramètres fonctionnels sont atteintes dans le présent un travail qui est plus important que celui qui existait auparavant.

Le capteur hexagonal proposé, basé sur la PCRR, présente de nombreux avantages :

- 1 Il peut détecter le double paramètre avec une grande sensibilité, une grande précision et une large gamme dynamique... La plate-forme de détection est ultra-compacte et polyvalente, ce qui constitue un candidat très prometteur pour les applications de détection basées sur les nanopuces.
- 2 Le spectre de sortie normalisé du PCRR est très net (facteur de haute qualité) ; il fait donc office de capteur ainsi que de filtre à bande étroite ou de démultiplexeur pour les applications WDM.
- 3 Il est capable de travailler dans des conditions d'environnement difficiles, notamment à haute pression et à haute température, avec une sensibilité accrue.

Nous avons présenté une structure de ring-résonateur hexagonal sur PC qui fournit la plate-forme pour la détection de la pression et de la température. L'effet thermo-optique et l'effet photoélastique du silicium jouent un rôle essentiel dans le capteur de température et de pression respectivement. La méthode PWE est utilisée pour extraire le mode guidé à différents niveaux de pression et de température. Les résultats de la simulation PWE montrent que la fréquence de résonance est passée à une fréquence plus basse en augmentant la pression et la température. Le ring-résonateur hexagonal est couplé à un quasi-guide d'onde en ligne qui provoque une résonance étroite dans le spectre de résonance normalisé, ce qui permet de détecter différents niveaux de pression et de température sur une large gamme dynamique. La méthode FDTD est utilisée pour étudier les caractéristiques fonctionnelles du capteur proposé. Pour la détection de pression, la structure PCRR offre une sensibilité d'environ 25.06 nm/GPa et la gamme dynamique est de 0 à 10 GPa. En tant que capteur de température, la même structure offre une sensibilité est d'environ 92.3 pm/°C et la gamme dynamique est de 90 à 270 °C. La sensibilité

maximale de l'indice de réfraction du capteur proposé est d'environ 501,88 nm/RIU. La surface totale de la puce est adaptée à l'optique intégrée, à la nanotechnologie, à l'industrie des NOEMS et aux applications biomédicales.

References

- [1] Hsu, Tai-Ran. MEMS and microsystems: design, manufacture, and nanoscale engineering. John Wiley & Sons, 2008.
- [2] Zhang, Lei, Jingyi Lou, and Limin Tong. "Micro/nanofiber optical sensors." *Photonic Sensors* 1.1 (2011): 31-42.
- [3] Zhang, Yinan, et al. "Simultaneous measurement of temperature and pressure with cascaded extrinsic Fabry–Perot interferometer and intrinsic Fabry–Perot interferometer sensors." *Optical Engineering* 53.6 (2014): 067101.
- [4] Wu, Chuang, Yang Zhang, and Bai-Ou Guan. "Pressure and temperature discrimination based on dual-FBG written in microstructured fiber and standard fiber." *21st International Conference on Optical Fiber Sensors*. Vol. 7753. International Society for Optics and Photonics, 2011.
- [5] Anuszkiewicz, A., et al. "Sensing characteristics of the rocking filters in microstructured fibers optimized for hydrostatic pressure measurements." *Optics express* 20.21 (2012): 23320-23330.
- [6] Xu, Haitan, et al. "Ultra-sensitive chip-based photonic temperature sensor using ring resonator structures." *Optics Express* 22.3 (2014): 3098-3104.
- [7] Qiang, Zexuan, Weidong Zhou, and Richard A. Soref. "Optical add-drop filters based on photonic crystal ring resonators." *Optics express* 15.4 (2007): 1823-1831.
- [8] Joannopoulos, J. D., Pierre R. Villeneuve, and Shanhui Fan. "Erratum: Photonic crystals: putting a new twist on light." *Nature* 387.6635 (1997): 830-830.
- [9] Nair, Rajesh V., and R. Vijaya. "Photonic crystal sensors: An overview." *Progress in Quantum Electronics* 34.3 (2010): 89-134.
- [10] Zhao, Yong, et al. "Electric field sensor based on photonic crystal cavity with liquid crystal infiltration." *Journal of Lightwave Technology* 35.16 (2017): 3440-3446.
- [11] Qian, Xiaolong, et al. "Theoretical research of gas sensing method based on photonic crystal cavity and fiber loop ring-down technique." *Sensors and Actuators B: Chemical* 228 (2016): 665-672.
- [12] Jindal, Saronika, et al. "Nanocavity-coupled photonic crystal waveguide as highly sensitive platform for cancer detection." *IEEE Sensors Journal* 16.10 (2016): 3705-3710.
- [13] Mohamed, M. S., et al. "Analysis of Highly Sensitive Photonic Crystal Biosensor for Glucose Monitoring." *Applied Computational Electromagnetics Society Journal* 31.7 (2016).
- [14] Sharma, Poonam, and Preeta Sharan. "Photonic crystal based ring resonator sensor for

detection of glucose concentration for biomedical applications." *International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering* 4.30 (2014): 702-706.

[15] Chopra, Harshita, Rajinder S. Kaler, and Balveer Painam. "Photonic crystal waveguide-based biosensor for detection of diseases." *Journal of Nanophotonics* 10.3 (2016): 036011.

[16] Hsiao, Fu-Li, and Chengkuo Lee. "Nanophotonic biosensors using hexagonal nanoring resonators: computational study." *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* 10.1 (2011): 013001.

[17] Robinson, Savarimuthu, and Rangaswamy Nakkeeran. "PC based optical salinity sensor for different temperatures." *Photonic Sensors* 2.2 (2012): 187-192.

[18] Arunkumar, R., T. Suganya, and S. Robinson. "Design and analysis of photonic crystal elliptical ring resonator based pressure sensor." *Photonics Opt Technol* 3 (2017): 30-34.

[19] Li, Bo, and Chengkuo Lee. "NEMS diaphragm sensors integrated with triple-nano-ring resonator." *Sensors and Actuators A: Physical* 172.1 (2011): 61-68.

[20] Shanthi, Krishnan Vijaya, and Savarimuthu Robinson. "Two-dimensional photonic crystal based sensor for pressure sensing." *Photonic Sensors* 4.3 (2014): 248-253.

[21] Olyaei, Saeed, and Ali Asghar Dehghani. "High resolution and wide dynamic range pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal." *Photonic Sensors* 2.1 (2012): 92-96.

[22] Stomeo, T., et al. "Fabrication of force sensors based on two-dimensional photonic crystal technology." *Microelectronic Engineering* 84.5-8 (2007): 1450-1453.

[23] Dharchana, T., A. Sivanantharaja, and S. Selvendran. "Design of pressure sensor using 2D photonic crystal." *Advances in Natural and Applied Sciences* 11.7 (2017): 26-30.

[24] Tinker, M. T., and J. B. Lee. "Thermal and optical simulation of a photonic crystal light modulator based on the thermo-optic shift of the cut-off frequency." *Optics express* 13.18 (2005): 7174-7188.

[25] Yamada, Shota, et al. "Experimental investigation of thermo-optic effects in SiC and Si photonic crystal nanocavities." *Optics letters* 36.20 (2011): 3981-3983.

[26] Yamada, Shota, et al. "Experimental investigation of thermo-optic effects in SiC and Si photonic crystal nanocavities." *Optics letters* 36.20 (2011): 3981-3983.

[27] Fu, Hai-wei, et al. "Study on a novel photonic crystal temperature sensor." *Optoelectronics Letters* 7.6 (2011): 419-422.

[28] Nikoufard, Mahmoud, Masoud Kazemi Alamouti, and Alireza Adel. "Ultra-compact photonic crystal based water temperature sensor." *Photonic Sensors* 6.3 (2016): 274-278.

- [29] Mallika, C. S., et al. "Photonic crystal ring resonator structure for temperature measurement." *Optik* 126.20 (2015): 2252-2255.
- [30] Luff, B. J., et al. "Integrated-optical directional coupler biosensor." *Optics letters* 21.8 (1996): 618-620.
- [31] Li, Xiao-qiang, and Yi Xu. "Optical sensing by using photonic crystal based Mach-Zehnder interferometer." *Optics Communications* 301 (2013): 7-11.
- [32] Rajasekar, R., and S. Robinson. "Nano-pressure and temperature sensor based on hexagonal photonic crystal ring resonator." *Plasmonics* 14.1 (2019): 3-15.
- [33] Zegadi, Rami, et al. "Design of a Wide Ranging Highly Sensitive Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystals." *Plasmonics* 14.4 (2019): 907-913.
- [34] Huang, M. "Stress effects on the performance of optical waveguides." *International Journal of Solids and Structures* 40.7 (2003): 1615-1632.
- [35] Tao, Shangbin, et al. "A high sensitivity pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal." *Photonic Sensors* 6.2 (2016): 137-142.
- [36] Zouache, Tarek, Abdesselam Hocini, and Xiaoling Wang. "Cavity-coupled photonic crystal waveguide as highly sensitive platform for pressure sensing." *Optik* 172 (2018): 97-106.
- [37] Zouache, T., et al. "Design of pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal." *Acta Phys. Pol. A* 131.1 (2017): 68-70.
- [38] Harhouz, Ahlam, and Abdesselam Hocini. "Design of high-sensitive biosensor based on cavity-waveguides coupling in 2D photonic crystal." *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* 29.5 (2015): 659-667.
- [39] Lu, Huihui, et al. "Integrated temperature sensor based on an enhanced pyroelectric photonic crystal." *Optics express* 21.14 (2013): 16311-16318.
- [40] Lu, Jui-Han, and Yu-Yi Lee. "Planar compact triple-band monopole antenna for IEEE 802.16 m WiMAX application." *Journal of Electromagnetic Waves and Applications* 27.10 (2013): 1206-1219.
- [41] Geng, Youfu, et al. "A compact four-wave mixing-based temperature Fiber sensor with partially filled photonic crystal Fiber." *IEEE Sensors Journal* 19.8 (2018): 2956-2961.

CHAPITRE III

L'amélioration de la détection spectroscopique par absorption de gaz dans l'infrarouge moyen

III.1	Introduction.....	65
III.2	Détection par onde évanescente.....	67
III.3	Matériaux poreux.....	68
III.4	Théorie et conception proposées.....	69
III.5	Résultats et discussion.....	78
III.6	Conclusion.....	84

III.1 Introduction

Ces dernières années, la détection chimique est apparue comme une application importante de la photonique intégrée en dehors de la communication optique. La détection des gaz nocifs et inflammables devient nécessaire tant du point de vue domestique qu'industriel. Les capteurs de gaz peuvent être utilisés pour détecter différents types de gaz et ont donc trouvé des applications dans divers domaines, en particulier la chimie, la santé, la biologie, l'agriculture et l'environnement [1]. Le mécanisme de détection peut dépendre des propriétés thermiques, chimiques, mécaniques, électriques ou optiques des matériaux fonctionnels [2]. Néanmoins, les systèmes spectroscopiques haut de gamme nécessitent souvent des laboratoires qui utiliseraient des configurations d'espace libre pour mesurer les spectres d'absorption des molécules de gaz à l'intérieur d'une chambre de mesure. Ces systèmes peuvent être considérés comme encombrants et coûteux, ce qui est considéré comme le premier inconvénient [3-10]. Le deuxième inconvénient majeur de ces capteurs vient de leur taille, qui entrave leur déploiement sur le terrain. Les capteurs optiques intégrés sont une alternative prometteuse pour éviter ces inconvénients [11]. Avec leur immunité aux interférences électromagnétiques, leur faible consommation d'énergie, leur compacité, leur légèreté et leur capacité de télédétection, ces capteurs sont des outils adéquats pour détecter différents types de gaz. En outre, leur temps de réponse à haute sensibilité, leur faible limite de détection (LOD) et leur grande capacité de réutilisation les rendent indispensables pour la réalisation de systèmes de laboratoire sur puce à la fois bon marché et portables.

L'infrarouge moyen (Mid-IR), qui est défini comme la plage de longueur d'onde du spectre électromagnétique comprise entre 2 et 20 μm , contient des pics d'absorption pour une grande variété de gaz, notamment H_2O , CO , CO_2 , NO , NO_2 , CH_4 [3,12-14]. Par exemple, le dioxyde de carbone (CO_2) présente de fortes caractéristiques d'absorption autour de 4,3 μm et le méthane (CH_4) présente deux fortes absorptions à 3,3 et 7,7 μm [15]. Le défi consiste alors à concevoir des capteurs très sensibles de la taille d'un laboratoire sur puce qui peuvent être intégrés dans des circuits intégrés pour contrôler les systèmes.

Des circuits intégrés photoniques fonctionnant dans la gamme Mid-IR ont déjà été mis en œuvre en utilisant la technologie mature offerte par les semi-conducteurs III-V et du groupe IV. Ces dispositifs ont tiré parti de la transparence dans l'infrarouge moyen du silicium (2-8 μm) [16], du germanium (2-14 μm) [17,18] et de l'arséniure de gallium (2-16 μm) [19] pour intégrer des composants passifs au niveau de la puce [7,17,20-22]. D'autres matériaux tels que les verres de chalcogénure (ChG) pourraient également être utilisés. Ce sont des semi-

conducteurs amorphes qui contiennent des éléments tels que le tellure, le sélénium ou le soufre liés par covalence à l'As, au Ge, au Sb et au Ga [23]. Ils peuvent être dopés avec des ions de terres rares [24] et traités comme des fibres, des films minces ou des guides d'ondes intégrés présentant une large transparence s'étendant vers l'infrarouge moyen, jusqu'à 12 μm , 15 μm et 20 μm respectivement pour les verres de sulfure, de séléniure et de tellure [25]. La génération et la détection de supercontinuum dans l'infrarouge moyen ont été démontrées à l'aide de fibres ChG [26-28]. Des dispositifs intégrés de chalcogénure dans l'infrarouge moyen ont été fabriqués sur différents substrats tels que le silicium (Si) [29], le fluorure de calcium (CaF_2) [25], le verre au sulfure (As_2S_3) [30], le chlorure de sodium (NaCl) [31], le niobate de lithium (LiNbO_3) [32], la spectroscopie d'absorption infrarouge améliorée en surface (SEIRAS) [33] ou directement intégrés à des puces de laser à cascade quantique (QCL) [34]. La faisabilité de la détection chimio-biologique en milieu gazeux et liquide en exploitant la détection dans l'infrarouge moyen basée sur des chalcogénure non dopés [5,35] et sur la luminescence des plateformes intégrées de chalcogénure dopés aux terres rares a été proposée et démontrée [36,37].

Une variété de plates-formes basées sur des capteurs optiques a été configurée pour une détection adaptable, comme les guides d'ondes planaires, les interféromètres Mach-Zehnder, les ring-résonateurs, les microcavités et les microfibres dans le proche infrarouge [38-40]. Le principe de détection est basé sur le changement d'indice de réfraction. Dans le cas de la détection de gaz, la variation de l'indice de réfraction est très faible et, par conséquent, ces changements d'indice de réfraction ne sont pas les paramètres les plus fiables à exploiter. Au contraire, la détection des gaz par absorption et la réduction conséquente de l'intensité transmise dans les structures de guidage est particulièrement intéressante dans la gamme Mid-IR. Le point clé de l'absorption volumique dans les capteurs de gaz est basé sur l'interaction accrue de la lumière et du gaz infiltré dans les pores, qui doit être maximisée. L'utilisation de guides d'ondes ridge et slot devrait maximiser la valeur du rapport du facteur de puissance. De plus, l'utilisation de guides d'ondes intégrés faits de matériaux poreux pourrait également améliorer l'interaction entre la lumière et le gaz [41].

Dans ce travail, une conception analytique d'un capteur de champ optique évanescent fonctionnant dans le domaine spectral Mid-IR est fournie pour la détection du CO_2 et du CH_4 . L'objectif est d'optimiser le rapport de détection avec trois différents dispositifs optiques intégrés basés sur des matériaux à base de ChG et de Germanium poreux (PGe) ayant les mêmes indices de réfraction que les couches de ChG, à titre de comparaison directe pour les grandes

fenêtres de transparence dans l'infrarouge moyen. Ces structures sont explorées afin d'obtenir les meilleures performances du capteur. Les dimensions des guides d'ondes sont donc optimisées pour améliorer l'interaction entre la lumière guidée et le facteur de puissance du gaz tout en maintenant une propagation monomode dans l'infrarouge moyen. La LOD de chaque structure est calculée et comparée aux résultats précédemment rapportés.

Avant de commencer cette étude nous devons définir deux paramètres importants : Détection par onde évanescente et porosité.

III.2 Détection par onde évanescente

Lorsque la lumière traverse le guide d'ondes en ChG, la plupart de l'énergie est confinée dans le noyau de ChG. Cependant, comme le montre la Figure III.1, il y aura également un champ évanescent s'étendant à la région du substrat et à la région de la gaine formée par le milieu environnant. Dans la gaine, l'onde interagit avec le gaz entourant le guide d'onde et subit une atténuation de puissance si la longueur d'onde de la lumière est correctement alignée avec les lignes d'absorption du gaz.

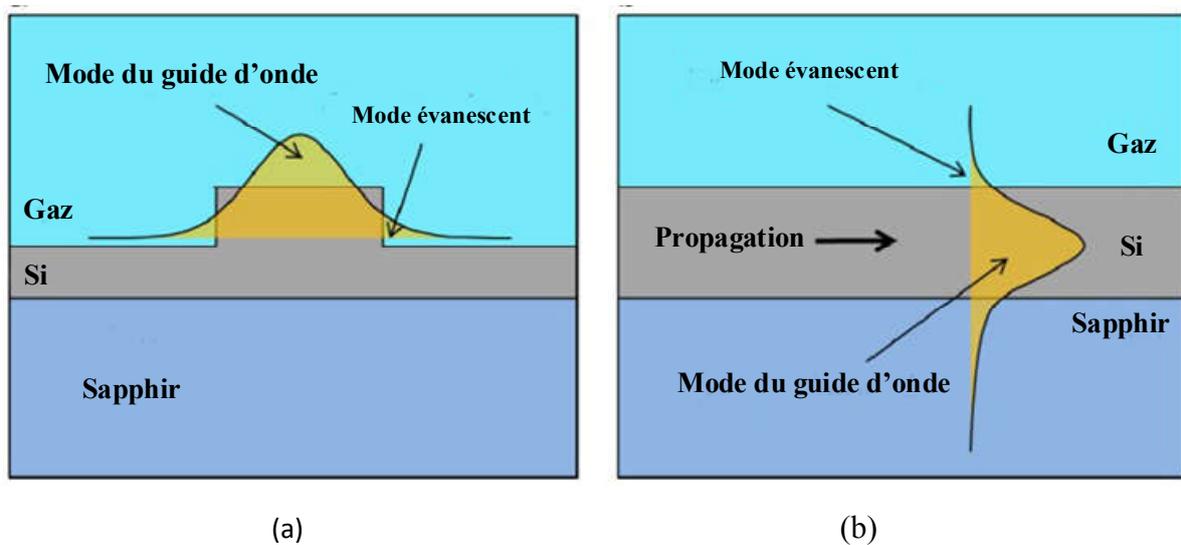


Figure III.1 – Schéma du capteur de gaz à absorption évanescente : (a) vue en coupe et (b) vue latérale [3]

L'absorption dépend de la concentration du gaz cible. La lumière va franchir l'interface et pénétrer plus ou moins profondément dans le milieu d'indice de réfraction inférieur. Cette partie du champ électromagnétique est appelée champ évanescent et est caractérisée par une décroissance exponentielle de son amplitude. Le principe de fonctionnement des capteurs à champ évanescent est de faire interagir la substance à détecter et cette partie du champ

électromagnétique. Il est donc nécessaire que l'onde évanescente pénètre le plus profondément possible dans le milieu pour obtenir une sensibilité suffisante [30].

Les capteurs biochimiques représentent l'application la plus courante utilisant cette méthode de transduction. Ainsi, l'interaction biomoléculaire est effectuée entre le milieu à détecter (superstrat) et le milieu guidant, ce qui modifie les propriétés de la lumière transmise, notamment sa puissance du fait par exemple des propriétés d'absorption de molécules à détecter. Cette diminution de puissance transmise est associée à la concentration de la molécule à détecter.

III.3 Matériaux poreux

Le silicium poreux (PSi) est maintenant étudié depuis plus d'un demi-siècle. En plus de ses propriétés optiques, le silicium poreux est caractérisé par une surface interne spécifique élevée (jusqu'à $900 \text{ m}^2 \cdot \text{cm}^{-3}$), un indice de réfraction modulable par le biais des conditions de fabrication et une biocompatibilité lui permettant d'être un candidat intéressant pour les applications de capteurs optiques [44]. Le germanium (Ge) est le matériau du groupe IV le plus prometteur pour une variété d'applications dans la gamme des longueurs d'onde de l'infrarouge moyen (Mid-IR). Il possède une fenêtre de transparence nettement plus grande que celle du Si. Il possède une fenêtre de transparence spectrale plus large, allant de 2 à 15 μm , qui couvre toute la région des empreintes digitales et possède un indice de réfraction plus élevé ($n \sim 4,0$). Les capteurs à base de germanium poreux (PGe) commencent à être utilisés dans l'infrarouge moyen.

III.3.1 L'indice de réfraction du germanium poreux (PGe)

L'indice de réfraction du germanium poreux dépend principalement de sa porosité et du taux d'oxydation. Le PGe étant un milieu formé d'un mélange de germanium et d'air, son indice de réfraction varie entre celui du germanium ($n_{\text{Ge}} = 4$) et celui de l'air ($n_{\text{air}} = 1$) et il diminue donc lorsque la porosité croît. Ainsi, l'indice de réfraction de ce matériau est modulable et permet de couvrir un large intervalle d'indice. Cependant, il est difficile de calculer précisément l'indice d'une couche poreuse connaissant sa porosité.

Plusieurs modèles (Bruggeman, Loogenya, Maxwell-Garnett,...) ont été élaborés pour décrire le matériau Psi [45-46]. Après l'oxydation, le germanium poreux subit une diminution de son indice de réfraction qui dépend de la porosité initiale et des conditions d'oxydation. Si l'oxydation est totale.

L'indice de réfraction des couches poreuses dépend également de la longueur d'onde utilisée puisque le germanium poreux présente une forte dépendance spectrale, il augmente notamment dans le visible.

En utilisant à la fois les avantages des guides d'ondes comme transducteur et le caractère poreux du germanium poreux, il est possible de réaliser un capteur basé sur le principe de la détection en volume de molécules ; un tel mode de détection permet d'améliorer notamment la sensibilité du capteur. Ainsi, dans cette étude, nous allons utiliser le germanium poreux comme matériau pour fabriquer des capteurs utilisant la détection en volume des deux gaz CO₂ et CH₄ en concentrations différentes.

III.3.2 Structures photoniques en silicium poreux

Le germanium poreux est un matériau intéressant puisqu'il permet d'obtenir relativement facilement des structures poreuses monocouches ou multicouches. En effet, en appliquant successivement des densités de courant différentes, des couches de porosités et donc d'indices de réfraction différents peuvent être obtenues. Les épaisseurs de chacune des couches poreuses sont contrôlées quant à elles par la durée d'anodisation. Ainsi, différentes structures plus ou moins complexes allant d'un simple guide plan ou guide canal au cristal photonique tels que les microcavités ou miroirs de Bragg peuvent être réalisés.

III.4 Théorie et conception proposées

III.4.1 Principe du schéma de détection des gaz basé sur les bandes d'absorption dans l'infrarouge moyen.

La détection des gaz dépend des bandes d'absorption dans la gamme de longueurs d'onde du proche infrarouge. Chaque gaz présente un ou plusieurs pics d'absorption caractéristiques, appelés "empreinte du gaz". Dans notre cas pour les trois structures intégrées de guidage, les deux gaz étudiés sont le dioxyde de carbone (CO₂) et le méthane (CH₄). Le CO₂ a un pic d'absorption élevé à une longueur d'onde de 4,3 μm alors que le CH₄ a deux pics d'absorption à 3,3 et 7,7 μm [15]. La Figure III. 2, illustre la localisation spectrale des bandes d'absorption dans le Mid-IR pour le CO₂, CH₄ et le NH₃.

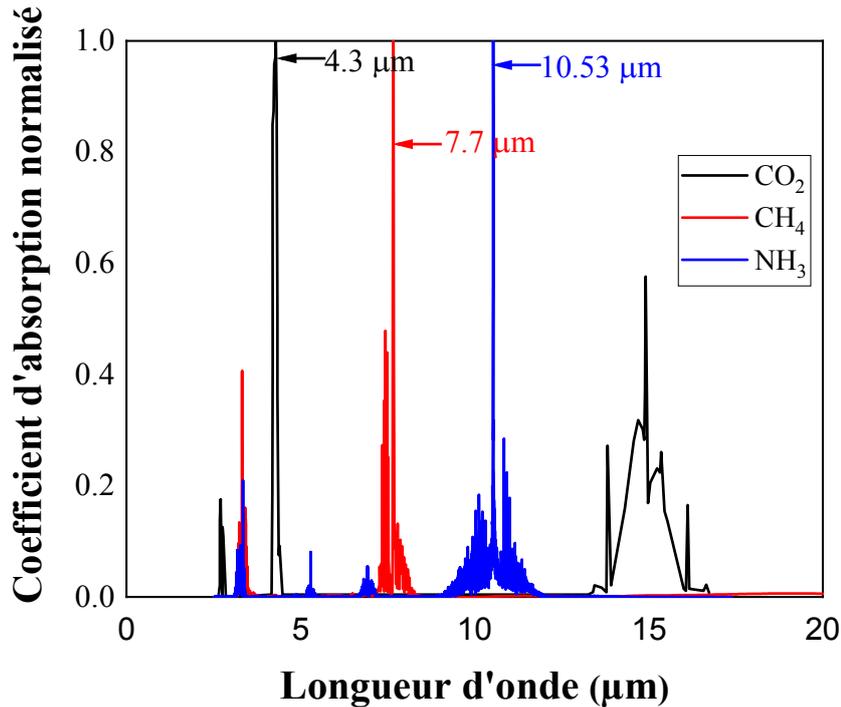


Figure III.2 – Emplacement spectral des bandes d'absorption dans l'infrarouge moyen du CO_2 , du CH_4 , et du NH_3 .

Trois structures optiques intégrées, présentées dans la Figure III.3, sont étudiées : Des guides d'ondes ridge basés sur des matériaux ChG (Figure. III.3. (a)), des guides d'ondes PGe (Figure. III.3. (b)) et des guides d'ondes slot basés sur ChG (Figure. III.3. (c)). Les guides d'ondes (a) et (c) sont fabriqués sur un substrat de Si, tandis que le guide d'ondes (b) est fabriqué sur un substrat de Ge. Les porosités de la couche PGe (et l'indice de réfraction) du guide d'onde ridge sont respectivement $p_1 = 42\%$ ($n_1 = 2,69$) pour la couche de guidage et $p_2 = 47\%$ ($n_2 = 2,49$) pour la couche de confinement.

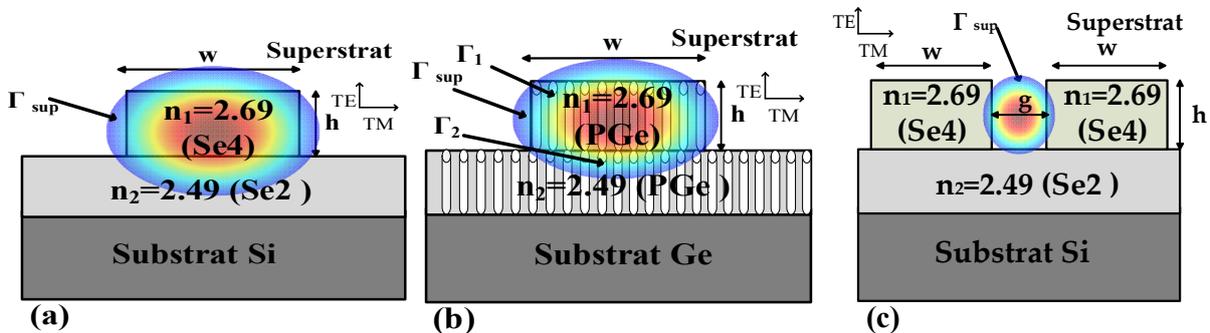


Figure III.3 – Types de guides d'ondes étudiés (a) guide d'ondes ridge avec matériaux ChG (b) guide d'ondes ridge avec matériaux PGe et (c) guide d'ondes slot ChGs.

Ces porosités ont été choisies de manière à ce que l'indice de réfraction correspondant à celui du guide d'onde ridge ChG basé sur le matériau de la couche de guidage Se_4 et le matériau de la couche de confinement Se_2 , calculé à l'aide du modèle de Bruggeman pour l'indice effectif [10,42], correspondent à ceux du guide d'onde ridge ChG basé sur les matériaux ChG. Les dimensions structurales w_{rail} , g , h et w correspondent respectivement à la largeur des deux régions ChG à indice élevé, à la largeur de la région slot, à la hauteur du guide d'onde et à la largeur du guide d'onde.

Le mécanisme de détection consiste à mesurer la puissance du signal optique de sortie, qui varie en fonction du coefficient d'absorption C ($mol L^{-1}$). Par conséquent, l'atténuation de la puissance augmente avec les niveaux de concentration de gaz et elle dépend aussi directement du facteur de puissance de l'interaction lumière-gaz η [14]. Γ_{sup} est défini comme le rapport entre la puissance du champ évanescent dans le superstrat d'air et la puissance optique totale guidée. Γ_1 et Γ_2 représentent, respectivement, le facteur de puissance du champ d'interaction entre le gaz à détecter et la fraction de la puissance optique totale guidée dans les couches de guidage et de confinement. Γ_1 et Γ_2 sont définis de manière schématique dans la Figure III.3. b) pour le guide d'onde poreux. Afin de calculer la distribution du champ dans le guide d'onde, FIMMWAVE a été utilisé. La distribution de l'intensité du champ dans les couches de superstrat, de guidage et de confinement par rapport à l'intensité totale est définie respectivement comme [43] :

$$\Gamma_{sup}(\lambda) = \frac{\iint P_z dx dy}{\iint_{Total} P_z dx dy}, \quad (III.1)$$

$$\Gamma_1(\lambda) = \frac{\iint_{guiding} P_z dx dy}{\iint_{Total} P_z dx dy}, \quad (III.2)$$

$$\Gamma_2(\lambda) = \frac{\iint_{confinement} P_z dx dy}{\iint_{Total} P_z dx dy}, \quad (III.3)$$

où P_z est le vecteur Poynting le long de la direction de propagation z , et Γ_{sup} , Γ_1 et Γ_2 , obéissent à la relation [41] :

$$\Gamma_{\text{sup}}(\lambda) + \Gamma_1(\lambda) + \Gamma_2(\lambda) = 1, \quad (\text{III.4})$$

Le facteur de puissance $\eta(\lambda)$ peut être exprimé par :

$$\eta(\lambda) = \Gamma_{\text{sup}}(\lambda) + p_1\Gamma_1(\lambda) + p_2\Gamma_2(\lambda), \quad (\text{III.5})$$

Avec p_1 et p_2 les porosités des couches de guidage et de confinement respectivement.

Les paramètres p_1 et p_2 ne concernent que les matériaux poreux, c'est pourquoi le facteur de champ évanescent $\eta(\lambda)$ est plus important dans le guide d'ondes ridge PGe que dans le guide d'ondes ridge ChG pour lequel $\eta(\lambda) = \Gamma_{\text{sup}}$.

La lumière transmise à travers le guide d'ondes est atténuée à la longueur d'onde correspondant au pic d'absorption du gaz en interaction. Ainsi, en examinant les spectres de transmission de la lumière de propagation couvrant le régime de longueur d'onde des empreintes digitales d'un gaz particulier, le gaz peut être identifié avec une grande sélectivité et sensibilité. Le principe de l'absorption d'ondes est l'un des plus utilisés dans les capteurs optiques puisqu'il est possible d'associer la puissance optique P dans une structure de guidage sous la concentration C d'une substance. La concentration du gaz peut être calculée en mesurant la diminution de la puissance lumineuse transmise. La puissance de sortie P du guide d'ondes est liée à la concentration de gaz C et au facteur de puissance (η) du mode guide d'ondes par la loi de Beer-Lambert [10] :

$$P(\lambda) = P_0 \exp\left[-\eta(\lambda)\varepsilon(\lambda)C(\lambda)L_{\text{opt}}(\lambda) - \alpha_{\text{prop}}L_{\text{opt}}(\lambda)\right], \quad (\text{III.6})$$

$P_0(W)$ est la puissance optique à l'entrée du guide d'ondes, η (%) est le facteur de puissance d'interaction, α_{prop} (cm^{-1}) correspond aux pertes de propagation, L (cm) est la longueur du guide d'ondes en interaction avec les molécules cibles et ε est l'absorption molaire ($\text{L.mol}^{-1} \text{cm}^{-1}$) qui est associée à l'absorption de la molécule A selon : $A = C \varepsilon$.

La sensibilité du capteur optique intégré est définie comme le rapport entre la variation de la puissance optique et la variation de la concentration des molécules à détecter. Elle est calculée en dérivant l'équation (III.6) par rapport à C [10] :

$$S = \left| \frac{dP}{dC} \right| = \varepsilon(\lambda) \eta(\lambda) L_{\text{opt}}(\lambda) P_0 \exp\left[-\varepsilon(\lambda)\eta(\lambda)C(\lambda)L_{\text{opt}}(\lambda) - \alpha_{\text{prop}}L_{\text{opt}}(\lambda)\right], \quad (\text{III.7})$$

Pour cette expression, la condition $\alpha \gg \eta \epsilon C$ est remplie pour que la faible concentration soit mesurée. L'équation (III.7) révèle que la sensibilité est directement proportionnelle à η et, par conséquent, peut être améliorée en maximisant sa valeur.

Les pertes de propagation α_{prop} sont également importantes pour déterminer la longueur optimale du guide L_{opt} , ce qui permet d'obtenir la sensibilité maximale S . L'expression pour le calcul de la longueur optimale d'interaction du transducteur L_{opt} est donnée par [10] :

$$L_{opt} = \frac{1}{\epsilon(\lambda)\eta(\lambda)C(\lambda) + \alpha}, \quad (III.8)$$

Si la condition précédemment imposée ($\alpha \gg \eta \epsilon C$) est remplie, L_{opt} dépend essentiellement de α et peut-être approximé comme, $L_{opt} \approx 1/\alpha$. Cette équation révèle l'impact des pertes de propagation du guide d'onde sur la performance du capteur.

La concentration minimale résoluble C_{min} ou LOD est donnée par l'expression suivante [7] :

$$C_{min} = \frac{-\ln \left[1 - \frac{SNR \ NEP \ \sqrt{B}}{P_0 \exp(-\alpha_{prop} L_{opt}(\lambda))} \right]}{\epsilon(\lambda) \eta(\lambda) L_{opt}(\lambda)}, \quad (III.9)$$

La LOD (C_{min}) est physiquement limitée par les spécifications du photodétecteur, telles que le rapport signal/bruit (SNR), la puissance équivalente au bruit (NEP et bande passante (B)). Les valeurs utilisées du photodétecteur sont $P_0(W) = 1 \text{ mW}$, le rapport SNR étant égal à 10, $NEP = 5 \times 10^{-12} \text{ W / Hz}$, $NEP = 5 \times 10^{-12} \text{ W / Hz}$ et $B = 5 \text{ KHz}$ [10]. Les valeurs $\epsilon_{CO_2} = 2613 \text{ L.mol}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ [10] pour la détection du CO_2 à $4,3 \text{ }\mu\text{m}$ et $\epsilon_{CH_4} = 174 \text{ L.mol}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ [7] pour la détection du CH_4 à $7,7 \text{ }\mu\text{m}$ ont été prises pour le calcul et sont supposées être constantes sur la plage de concentration.

III.4.2 Optimisation des dimensions des transducteurs

Pour obtenir les meilleures performances de détection, le facteur de puissance η doit être maximisé par l'optimisation des dimensions du guide d'ondes (w , g , h). Ces structures de guidage d'ondes ont été conçues à l'aide d'un logiciel commercial (FIMMWAVE, Photon Design) pour obtenir les dimensions géométriques, largeur (w ou w_{rail}) et hauteur (h), permettant une propagation monomode à des longueurs d'onde de $4,3 \text{ }\mu\text{m}$ et $7,7 \text{ }\mu\text{m}$, tout en maximisant le facteur de puissance.

III.4.2.1 Optimisation des dimensions du guide d'onde ridge à des longueurs d'onde de 4.3 μm et 7.7 μm

Pour la simulation, des guides d'ondes ridge monomodes avec des indices de réfraction de $n_1 = 2,69$ et $n_2 = 2,49$, respectivement pour la couche de guidage (couches de guidage ChG dans le cas des matériaux ChG et PGe dans le cas des matériaux poreux avec une porosité $p_1 = 0,42$) et la couche de confinement inférieure (dans le cas des matériaux ChG et PGe dans le cas des matériaux poreux avec une porosité $p_2 = 0,47$) ont été considérés. Un indice de réfraction $n_0 = n_{\text{air}} = 1$ est utilisé pour le superstrat car la présence de CH_4 ou de CO_2 à faible concentration n'est pas censée affecter de manière significative l'indice de réfraction de l'air.

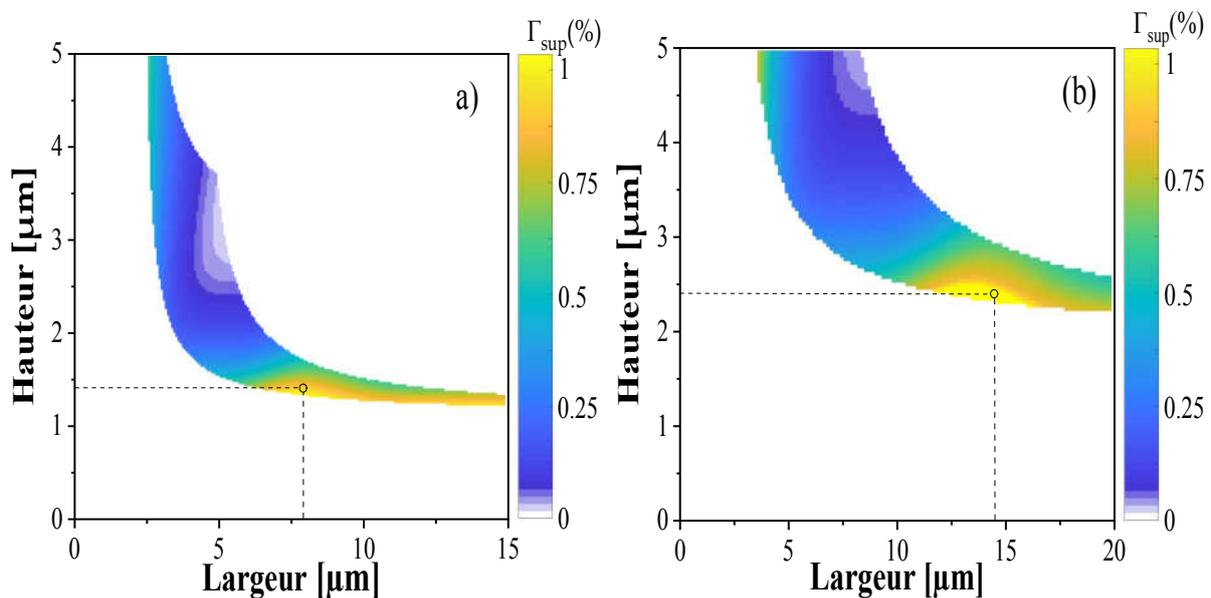


Figure III.4 – Evolution du facteur de champ évanescent de l'onde évanescente Γ_{sup} en fonction des dimensions géométriques (w, h) pour la polarisation TM : (a) 4,3 μm (détection du CO_2) et (b) 7,7 μm (détection du CH_4) pour le guide d'onde ridge basé sur des matériaux ChG ou PGe ayant des indices de réfraction similaires.

L'évolution de Γ_{sup} en fonction des paramètres géométriques (w, h) du guide d'onde ChG, qui permettent une propagation monomode, est présentée dans les Figures III.4. a) et III.4. b) à $\lambda = 4.3 \mu\text{m}$ et à $\lambda = 7.7 \mu\text{m}$, longueurs d'onde intéressantes pour le CO_2 et le CH_4 , respectivement. Comme la polarisation TM représente une optimisation de la conception du capteur en maximisant le facteur de puissance [10], seuls les résultats pour cette polarisation sont présentés. La Figure III.4. (a) montre que la valeur de Γ_{sup} pour la détection du CO_2 est maximale pour des largeurs de guide d'onde w comprises entre 6,1 μm et 9,1 μm et pour une

hauteur de guide d'onde h comprise entre $1,3 \mu\text{m}$ et $1,6 \mu\text{m}$. Une valeur de $\Gamma_{\text{sup}} = 1\%$ est obtenue pour les dimensions optimales du guide d'onde de $w = 7,9 \mu\text{m}$ et $h = 1,4 \mu\text{m}$.

Pour la détection de CH_4 , la Figure III.4. b) montre que la valeur de Γ_{sup} est maximale (1%) pour les largeurs de guide d'onde w comprises entre $12 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$ et pour la hauteur de guide h comprise entre $2,4 \mu\text{m}$ et $2,7 \mu\text{m}$. Les dimensions optimales du guide d'ondes sont $w = 14,4 \mu\text{m}$ et $h = 2,4 \mu\text{m}$. La polarisation TM donne un facteur de champ évanescent plus important Γ_{sup} , d'où son choix pour ce type de matériau.

Tableau III.1. Les paramètres de configuration d'un guide d'onde ridge (matériaux ChG ou PGe).

Polarisation	Matériels	$w_{\text{opt}}(\mu\text{m})$	$h_{\text{opt}}(\mu\text{m})$	N_{eff}	$\Gamma_{\text{sup}}(\%)$	$\Gamma_1(\%)$	p_1	$\Gamma_2(\%)$	p_2	$\eta(\%)$
TM4.3 μm	ChG					-	-	-	-	1
	PGe	7.9	1.4	2.50	1	44	0.42	55	0.47	45.3
TM 7.7 μm	ChG					-	-	-	-	1
	PGe	14.4	2.4	2.49	1	56	0.42	43	0.47	44.7

Le tableau III.1 reprend les paramètres de configuration d'un guide d'onde ridge pour la polarisation TM et pour les matériaux ChG ou PGe. w_{opt} et h_{opt} correspondent respectivement à la largeur et à la hauteur du guide d'onde ridge qui induisent un facteur de puissance maximal η . Comme le gaz va s'infiltrer dans les pores du guide d'ondes PGe, qui présente des porosités p_1 et p_2 pour les couches de confinement et de guidage, respectivement, les valeurs de Γ_1 et Γ_2 doivent être prises en compte dans le gaz et ont également été calculées. Les résultats correspondants sont présentés dans le tableau III.1.

Par rapport au matériau ChG, le matériau PGe présente une augmentation substantielle du facteur η (45 %) calculé à partir de l'équation (III.5). Les porosités dans les couches de guidage et de confinement ont induit une augmentation de la quantité de gaz dans les pores, ce qui a permis une meilleure interaction de la lumière et du gaz propagés.

III.4.2.2 Optimisation des dimensions des guides d'ondes slot aux longueurs d'onde de $4,3 \mu\text{m}$ et $7,7 \mu\text{m}$

Le facteur de puissance η est optimisé en fonction de la géométrie d'un guide d'ondes slot et en particulier des dimensions de la hauteur h et de la largeur de l'enveloppe du guide d'ondes

slot et de la largeur g de slot qui sont représentées schématiquement sur la Figure III.3. (c). Pour obtenir les meilleures performances du capteur, le facteur de champ évanescent ($\eta = \Gamma_{\text{sup}}$) doit être maximisé en déterminant les dimensions du guide d'ondes qui permettent de confiner une fraction significative de la lumière dans la région slot.

Un guide d'onde slot ChG avec une couche de guidage d'indice de réfraction $n_1 = 2,69$ et une couche de confinement $n_2 = 2,49$ a été considérée dans les simulations. L'air est encore une fois considéré comme un superstrat ($n_0 = 1$) pour les deux longueurs d'onde $4,3 \mu\text{m}$ et $7,7 \mu\text{m}$. Dans les guides d'ondes slot, seuls les modes TE sont étudiés.

La Figure III.5. (c), dans le coin supérieur droit, montre le profil d'intensité des modes de propagation de la polarisation TE pour les dimensions optimales. Il est très confiné dans la région slot g . La variation de Γ_{sup} avec w pour trois valeurs différentes de h et la largeur de la région slot g , et la variation de Γ_{sup} avec g pour une valeur fixe de w et h sont montrées dans les Figures III.5. (a), 4.(b), et 4.(c), respectivement.

Ces figures révèlent que le facteur de champ évanescent atteint sa valeur maximale pour une valeur optimale de w_{rail} : $w_{\text{opt}} = 800 \text{ nm}$ et pour une valeur optimale de g : $g_{\text{opt}} = 30 \text{ nm}$ car pour ces valeurs optimales, à savoir w_{opt} et g_{opt} , la plus grande partie du champ est confinée dans la région slot. La Figure III.5(a) montre que, pour toutes les valeurs de h , la position de w_{opt} reste presque la même alors qu'elle se déplace vers une valeur plus élevée de w_{rail} pour des valeurs plus importantes de g (Figure III.5(b)). Comme la variation de h n'a pas d'impact sur w , le choix de $h_{\text{opt}} = 1600 \text{ nm}$, pour lequel Γ_{sup} est légèrement meilleur, est approprié. Lorsque $w_{\text{rail}} < w_{\text{opt}}$. (Figure. III.5. (a) et III.5. (c)) et $g < g_{\text{opt}}$ (Figure. III.5. (c)), une fraction majeure du champ pénètre dans la région de confinement et devient évanescente, et donc, le facteur de puissance diminue. Pour $w_{\text{rail}} > w_{\text{opt}}$ et $g > g_{\text{opt}}$, le facteur de champ évanescent diminue en raison du confinement plus fort du champ à l'intérieur de l'indice élevé ChG. La Figure III.5.(a) montre également que la hauteur n'est pas un paramètre crucial dans la détermination de la fraction de champ évanescent. Pour obtenir la sensibilité de détection maximale, les dimensions optimales du guide d'ondes choisies sont : $w_{\text{rail}} = 0,8 \mu\text{m}$, $h = 1,6 \mu\text{m}$ et $g = 30 \text{ nm}$, pour lesquelles η atteint des valeurs aussi élevées que $\sim 58 \%$.

Pour la longueur d'onde de $\lambda = 7,7 \mu\text{m}$, le même raisonnement a été suivi. Les dimensions optimales obtenues sont : $w_{\text{rail}} = 0,9 \mu\text{m}$, $h = 1,9 \mu\text{m}$ et $g = 90 \text{ nm}$. Le facteur maximal correspondant de η est d'environ 51% .

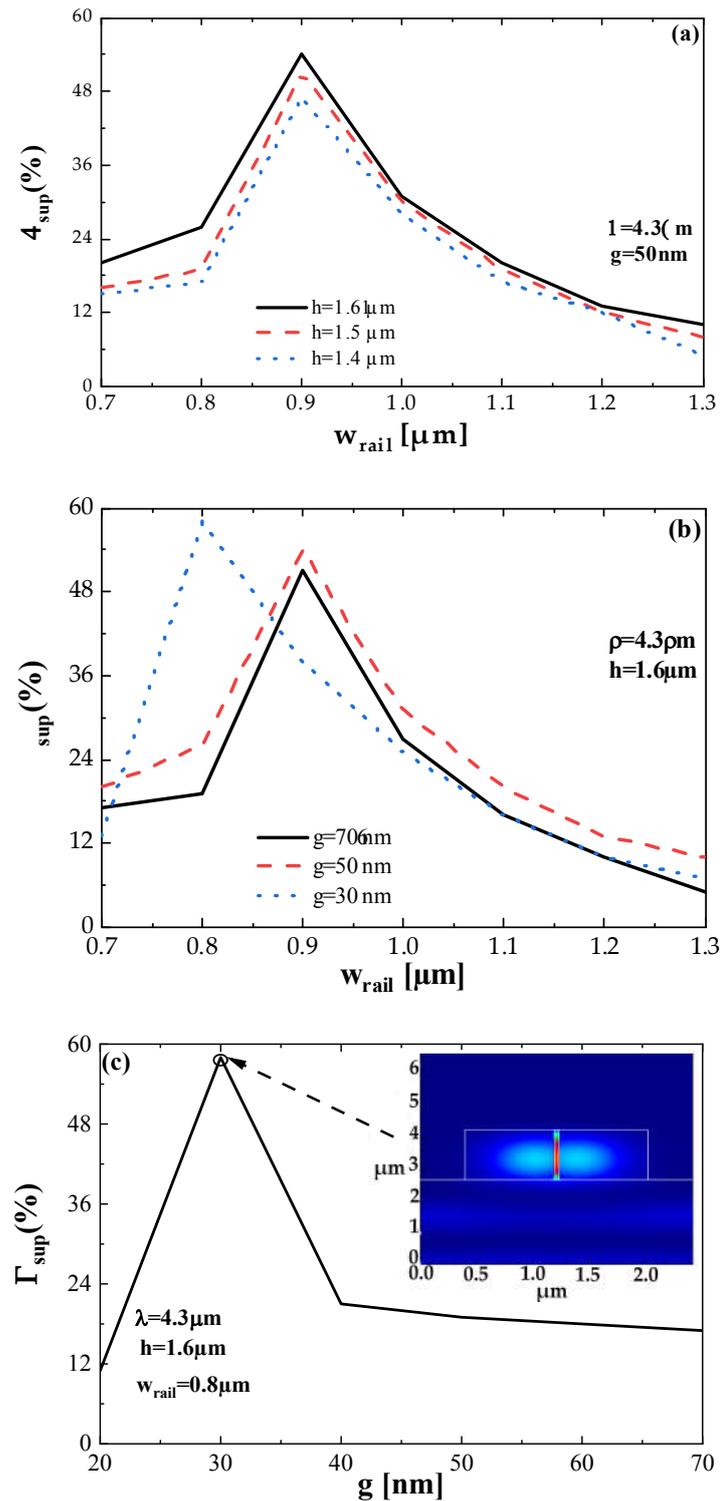


Figure III.5 – Optimisation des guides d'ondes slot pour la détection du CO_2 à $4.3 \mu\text{m}$. La variation de Γ_{sup} en fonction de la largeur du rail, (a) pour différentes valeurs de h , (b) pour différentes valeurs de g et (c) Variation de Γ_{sup} en fonction de g pour les valeurs optimales de w et h . Le profil d'intensité des structures de guides d'ondes slot proposées pour $g = 30 \text{ nm}$ est indiqué dans le coin supérieur droit.

III.5 Résultats et discussion

III.5.1 Étude des performances d'un guide d'ondes ridge avec du matériau ChG pour les deux longueurs d'onde 4,3 μm et 7,7 μm

Les paramètres pris en considération, obtenus précédemment, sont définis dans le tableau III.1 pour la détection du CO_2 et du CH_4 à 4,3 et 7,7 μm , respectivement. Dans les deux cas, la valeur maximale du facteur de champ évanescent a atteint $\eta = 1\%$ pour la détection du CO_2 et $\eta = 1\%$ pour la détection du CH_4 . La sensibilité S a été calculée en fonction de la concentration des molécules cibles dans la gamme [400 - 800 ppm] et pour des pertes de propagation de 1, 3 et 6 dB/cm. De plus, L_{opt} et LOD ont été calculées selon les équations (III.8) et (III.9) respectivement pour chaque longueur d'onde et perte optique et pour $C = 400$ ppm correspondant à la concentration des molécules cibles étudiées dans le milieu de gamme.

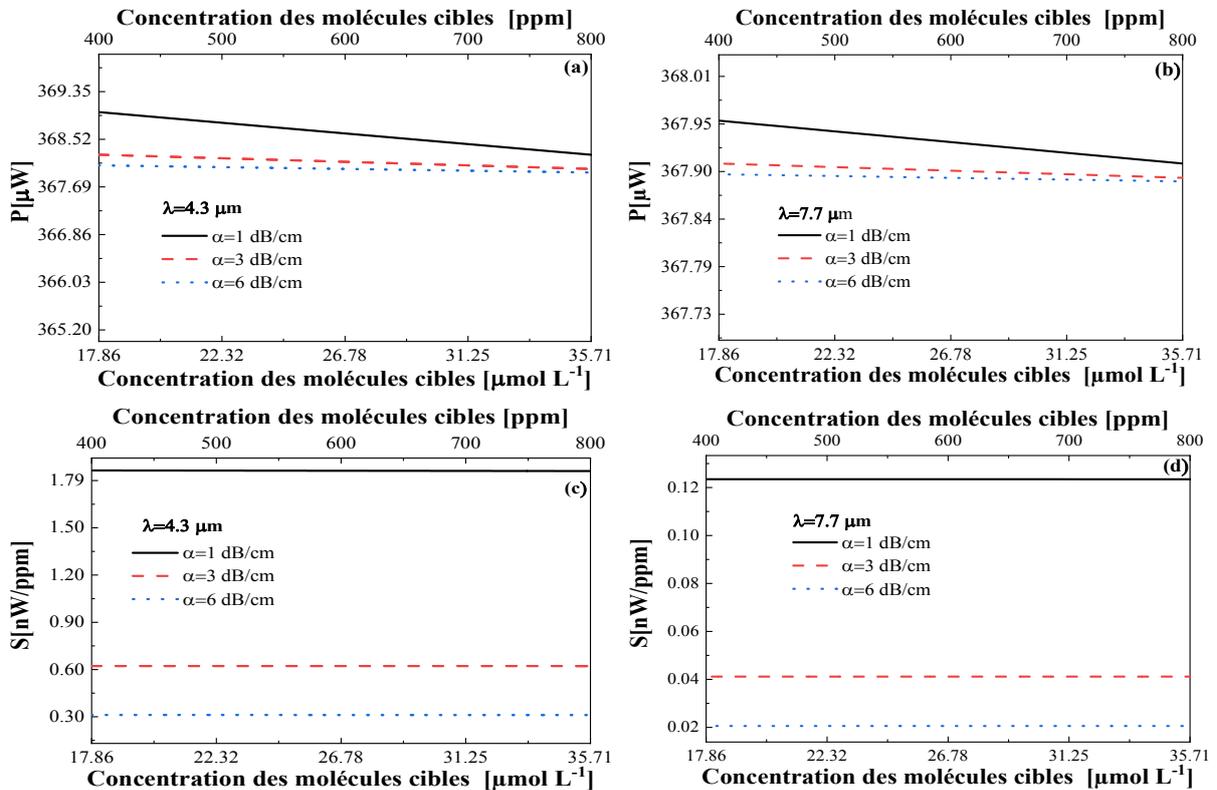


Figure III.6 – Transmission et sensibilité du capteur intégré basé sur un guide d'ondes ridge ChG en fonction de la concentration C pour plusieurs valeurs des pertes de propagation α_{prop} . Évolution de la puissance P en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (a) et de CH_4 à 7,7 μm (b). Évolution de la sensibilité S en fonction de la concentration C de CO_2 à 4,3 μm (c) et de CH_4 à 7,7 μm (d).

La puissance de sortie P et la sensibilité S sont tracées en fonction de la concentration C dans la Figure III.6 en utilisant les équations (III.6) et (III.7) pour différentes valeurs de α_{prop} .

Les Figure. III.6.(a) et III.6.(c) montrent respectivement la puissance de sortie P et la sensibilité S en fonction de la concentration C pour la détection du CO_2 à $4.3 \mu\text{m}$, tandis que les Figure. III.6.(b) et III.6.(d) illustrent celles de la détection du CH_4 à $7.7 \mu\text{m}$. À partir de ces courbes de sensibilité, il est possible de remarquer l'importance des pertes de propagation du guide d'onde ridge sur la performance du capteur d'onde évanescente. En effet, de faibles pertes et l'interaction optimale associée à la longueur permettent une meilleure interaction entre la lumière propagée et les molécules du superstrat et induisent une plus grande sensibilité.

Pour des pertes de propagation du CO_2 α_{prop} de 1 dB/cm et en tenant compte de la longueur d'interaction optique L_{opt} de $4,33 \text{ cm}$, une sensibilité (S) est égale à $1,9 \text{ nW/ppm}$ pour une LOD de $1,87 \text{ ppm}$. Pour $\alpha_{\text{prop}} = 3 \text{ dB/cm}$, $L_{\text{opt}} = 1,44 \text{ cm}$, S est égal à $0,62 \text{ nW/ppm}$ pour une LOD de $5,62 \text{ ppm}$. Pour $\alpha_{\text{prop}} = 6 \text{ dB/cm}$, une sensibilité de $0,31 \text{ nW/ppm}$ est calculée pour une LOD de $11,26 \text{ ppm}$ et $L_{\text{opt}} = 0,72 \text{ cm}$.

Pour les pertes de propagation du CH_4 α_{prop} de 1 dB/cm et $L_{\text{opt}} = 4,34 \text{ cm}$, une sensibilité S égale à $0,12 \text{ nW/ppm}$ est calculée pour une LOD de 28 ppm . Pour $\alpha_{\text{prop}} = 3 \text{ dB/cm}$ et $L_{\text{opt}} = 1,45 \text{ cm}$, $S = 0,041 \text{ nW/ppm}$ pour une LOD de $84,45 \text{ ppm}$. Enfin, pour $\alpha_{\text{prop}} = 6 \text{ dB/cm}$ et $L_{\text{opt}} = 0,72 \text{ cm}$, S diminue à $0,02 \text{ nW/ppm}$ pour une LOD de $169,13 \text{ ppm}$.

L'analyse de ces résultats montre que l'augmentation des pertes de propagation entraîne une réduction de la sensibilité et une augmentation de la LOD, ce qui n'est pas souhaitable. Sur les Figures III.6. a) et III.6. b), on observe une faible variation de la puissance de sortie, de sorte que les pertes de propagation n'ont pas beaucoup d'influence sur ce paramètre. Remarquez que la sensibilité est presque constante sur la plage de concentration étudiée (Figure. III.6. (c) et III.6. (d)). Les LOD (en ppm) pour le CO_2 et le CH_4 sont inférieures de 2 ordres de grandeur aux valeurs limites de 1000 ppm (TLV) [14].

III.5.2 Étude des performances d'un guide d'ondes ridge en matériaux PGe pour les deux longueurs d'onde $4,3 \mu\text{m}$ et $7,7 \mu\text{m}$

Le PGe est un matériau intéressant en raison de sa porosité réglable, qui peut être modulée en fonction des paramètres de fabrication [44]. En modifiant la porosité du Ge, l'indice de réfraction du PGe peut varier entre l'indice de l'air et celui du matériau Ge), ce qui permet de concevoir des structures de guidage d'ondes optiques.

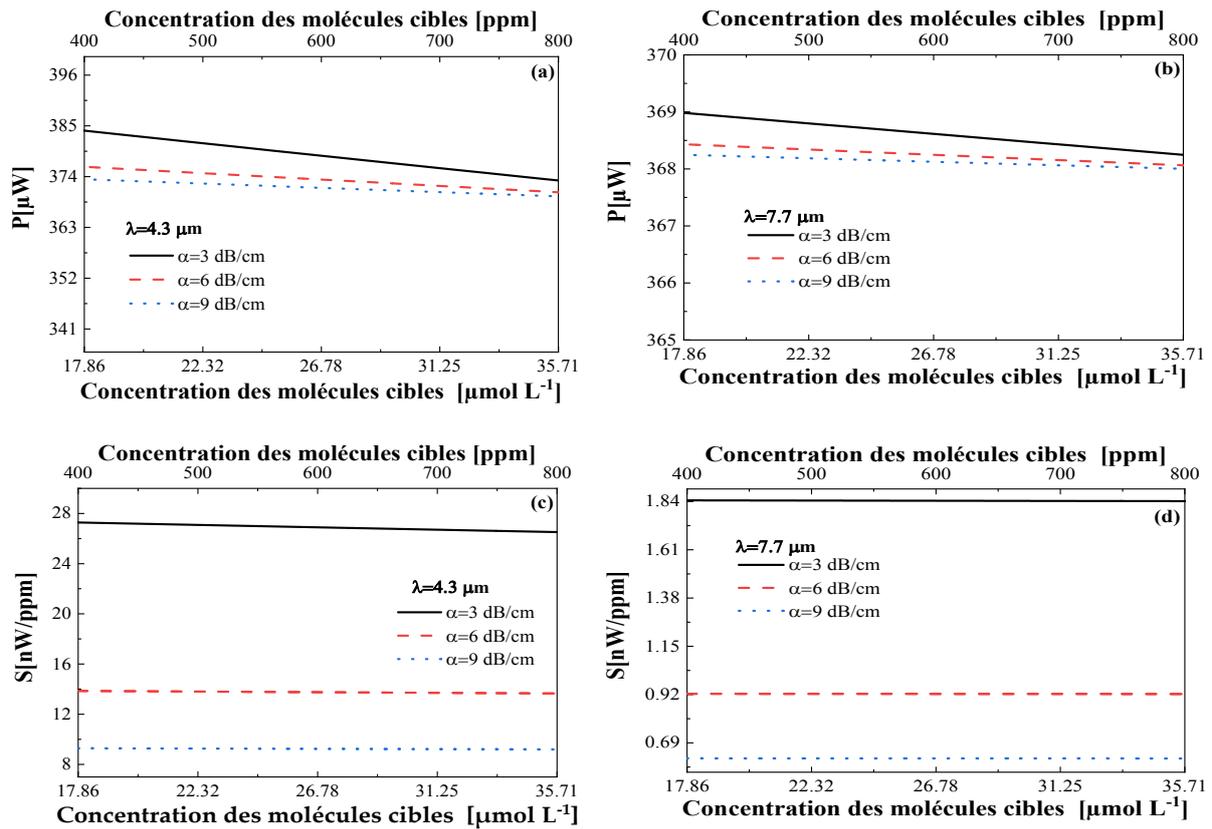


Figure III.7 – Puissance et sensibilité du capteur intégré en fonction de la concentration C pour plusieurs valeurs des pertes de propagation α_{prop} pour le guide d'onde ridge PGe. Evolution de la puissance P en fonction de la concentration C de CO_2 à $4,3 \mu\text{m}$ (a) et de CH_4 à $7,7 \mu\text{m}$ (b). Évolution de la sensibilité S en fonction de la concentration C de CO_2 à $4,3 \mu\text{m}$ (c) et de CH_4 à $7,7 \mu\text{m}$ (d).

Pour ces simulations, la valeur du facteur de puissance atteinte a été $\eta = 45,3\%$ pour le CO_2 et $\eta = 44,7\%$ pour le CH_4 , les conditions initiales de la section précédente ont également été prises en compte. La Figure III.7 montre les résultats obtenus pour la puissance de sortie P et la sensibilité S , en utilisant les équations (III.6) et (III.7) pour différentes valeurs de α_{prop} . Les Figure. III.7. (a) et III.7. (c) montrent respectivement la puissance de sortie P et la sensibilité S en fonction de la concentration C pour la détection du CO_2 à $4,3 \mu\text{m}$, tandis que les Figure. III.7. (b) et III.7. (d) illustrent celles de la détection du CH_4 à $7,7 \mu\text{m}$.

Les pertes de propagation prises en compte α_{prop} sont plus élevées (les valeurs choisies vont de 3 à 9 dB/cm) que celles utilisées pour les simulations de guide d'onde ChG et sont principalement liées à la diffusion de volume [38].

Pour des pertes de propagation du CO_2 α_{prop} de 3 dB/cm avec $L_{opt} = 1,40$ cm, la sensibilité moyenne (S) est de 28 nW/ppm pour une LOD de 0,12 ppm. Pour $\alpha_{prop} = 6$ dB/cm et $L_{opt} = 0,71$

cm, la S est de 14 nW/ppm pour une limite de détection de 0,25 ppm. Enfin, pour $\alpha_{\text{prop}}=9$ dB/cm et $L_{\text{opt}}=0,48$ cm, $S = 9,4$ nW/ppm pour une limite de détection de 0,37 ppm.

Pour les pertes de propagation du CH_4 α_{prop} de 3 dB/cm avec $L_{\text{opt}} = 1,41$ cm, on calcule une sensibilité S égale à 1,8 nW/ppm pour une LOD de 1,89 ppm. Pour $\alpha_{\text{prop}}=6$ dB/cm et $L_{\text{opt}} = 0,72$ cm, $S = 0,92$ nW/ppm pour une LOD de 3,78 ppm. Enfin, pour $\alpha_{\text{prop}} = 9$ dB/cm et $L_{\text{opt}} = 0,48$ cm, $S = 0,62$ nW/ppm pour une limite de détection de 5,66 ppm.

L'analyse de ces résultats montre de meilleurs résultats par rapport au précédent guide d'ondes ChG en raison de l'interaction accrue entre la lumière et les molécules qui s'infiltrent dans les pores et donc de l'augmentation du facteur de puissance $\eta(\lambda)$ et donc de l'amélioration de la sensibilité et de la diminution de la LOD.

III.5.3 Étude des performances d'un guide d'onde slot pour les deux longueurs d'onde 4,3 μm et 7,7 μm

Il a été montré dans la section sur l'optimisation et la Figure III.5 que pour ce type de guide d'ondes ChG, η est égal à 58% pour une longueur d'onde $\lambda = 4,3$ μm et 51% à $\lambda = 7,7$ μm . Les Figure. III.8. (a) et III.8. (c) montrent respectivement la puissance de sortie P et la sensibilité S en fonction de la concentration de CO_2 à 4,3 μm pour 3 valeurs différentes des pertes de propagation α_{prop} , tandis que les Figure. III.8. (b) et III.8. (d) illustrent celles du CH_4 à 7,7 μm .

Pour des pertes de propagation du CO_2 α_{prop} de 1 dB/cm avec $L_{\text{opt}} = 3,88$ cm, on calcule une sensibilité S égale à 100 nW/ppm pour une LOD de 0,034 ppm. Pour $\alpha_{\text{prop}}=3$ dB/cm et $L_{\text{opt}} = 1,39$ cm, on calcule une sensibilité S égale à 35 nW/ppm pour une limite de détection de 0,1 ppm. Enfin, pour $\alpha_{\text{prop}} = 6$ dB/cm et $L_{\text{opt}} = 0,70$ cm, on a $S = 1,7$ nW/ppm pour une LOD de 0,19 ppm.

Pour des pertes de propagation du CH_4 α_{prop} de 1 dB/cm avec $L_{\text{opt}} =4,31$ cm, on calcule une sensibilité S égale à 6,3 nW/ppm pour une LOD de 0,55 ppm. Pour $\alpha_{\text{prop}} = 3$ dB/cm et $L_{\text{opt}} = 1,44$ cm, $S = 2,1$ nW/ppm pour une LOD de 1,66 ppm. Enfin, pour $\alpha_{\text{prop}} = 6$ dB/cm et $L_{\text{opt}} = 0,72$ cm, $S = 1,1$ nW/ppm pour une limite de détection de 3,31 ppm.

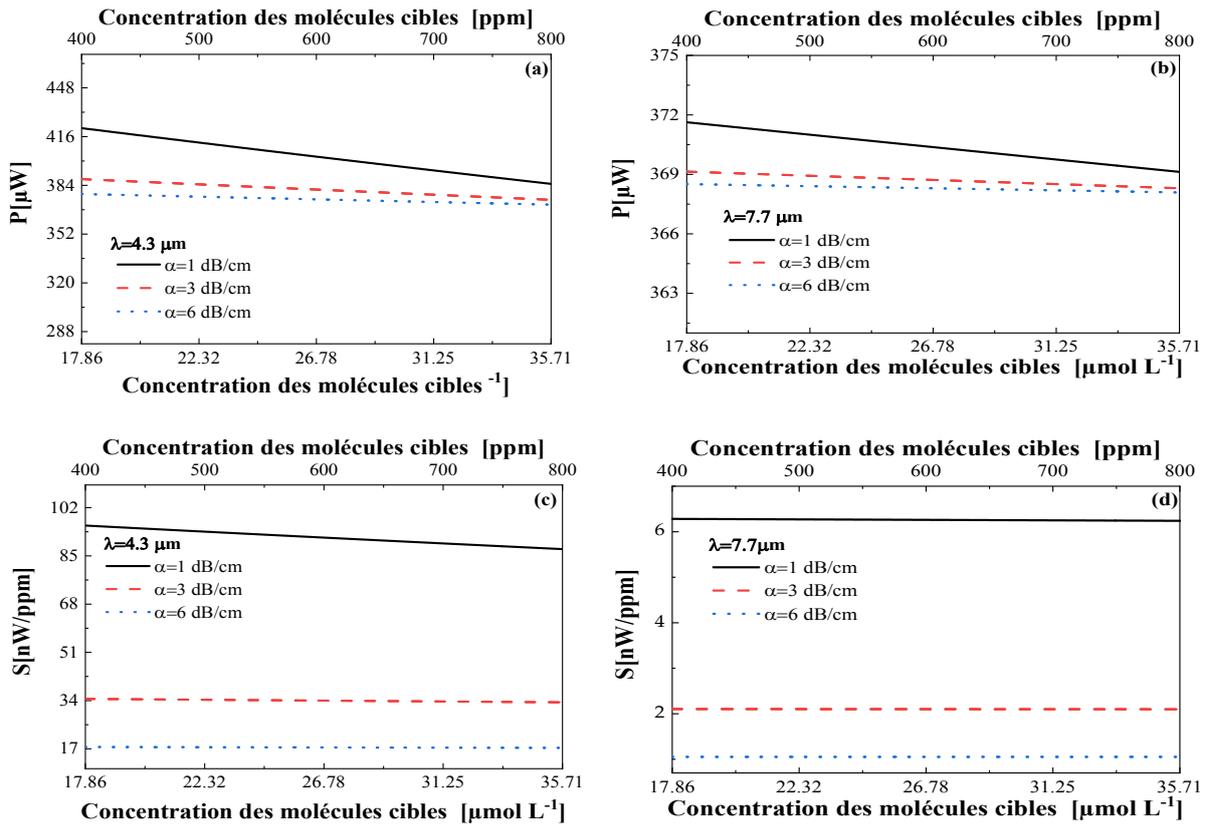


Figure III.8 – Puissance et sensibilité du capteur intégré en fonction de la concentration C pour plusieurs valeurs des pertes de propagation α_{prop} pour le guide d'onde slot. Evolution de la puissance P en fonction de la concentration C de CO_2 à $4,3 \mu\text{m}$ (a) et de CH_4 à $7,7 \mu\text{m}$ (b). Évolution de la sensibilité S en fonction de la concentration C de CO_2 à $4,3 \mu\text{m}$ (c) et de CH_4 à $7,7 \mu\text{m}$ (d).

Dans un guide d'onde slot la lumière est fortement confinée dans la région slot. L'interaction entre les molécules cibles et la lumière est alors augmentée, ce qui améliore en même temps la sensibilité. Les pertes de couplage réduisent la puissance transmise, ce qui diminue la sensibilité.

Le tableau III.2 résume tous les résultats pour les 3 structures étudiées pour $\alpha_{prop} = 3$ dB/cm pour la détection du CO_2 à $4,3 \mu\text{m}$ et pour la détection du CH_4 à $7,7 \mu\text{m}$. Les différents capteurs étudiés sont très sensibles, en particulier les guides d'ondes ChG-slot et PGe-ridge, qui ont des résultats très proches.

Tableau III.2. Comparaison de la sensibilité et de la limite de détection pour les trois guides d'ondes étudiés avec $\alpha_{prop} = 3 \text{ dB/cm}$ à $4,3 \mu\text{m}$ et $7,7 \mu\text{m}$.

Guide d'onde	$\eta(\%)$		Sensibilité (nW/ppm)		LOD (ppm)	
	4.3 μm	7.7 μm	4.3 μm	7.7 μm	4.3 μm	7.7 μm
ChG-ridge	1	1	0.62	0.041	5.62	84.45
PGe-ridge	45.3	44.7	28	1.8	0.12	1.89
ChG-slot	58	51	35	2.1	0.1	1.66

Pour la configuration de guide d'ondes ridge ChG, l'interaction de la lumière avec le milieu de détection gazeux n'a lieu qu'en mode évanescent. On a remarqué que la sensibilité du guide d'onde en matériau poreux est presque comparable à celle du guide d'onde slot. L'interaction de la lumière avec le milieu gazeux est accrue dans ces deux dernières structures de guidage.

Le tableau III.3 présente les résultats de notre LOD, qui sont comparés à l'état de l'art dans ce domaine. Les valeurs pour la détection du CH_4 sont du même ordre que l'état de l'art, mais la limite inférieure de détection pour les valeurs de CO_2 jusqu'à présent rapportées dans la littérature est obtenue dans ce domaine en utilisant le matériau PGe ridge et le guide d'onde slot basé sur le matériau ChG.

Tableau III.3. Limite de détection (LOD) du capteur intégré en verre de chalcogénure pour la mesure du CO_2 et du CH_4 dans l'infrarouge moyen.

Référence	Guide d'onde	Pertes de Propagation	$\lambda(\mu\text{m})$ CO_2	LOD CO_2	$\lambda(\mu\text{m})$ CH_4	LOD CH_4	Année
[3]	ChG-slot	2 dB/cm	4.23	2 ppm	-	-	2014
[4]	ChG-ridge	3 dB/cm	2.5	10 ppm	-	-	2017
[10]	ChG-ridge	1 dB/cm	4.3	0.26 ppm	7.7	1.9 ppm	2017
[8]	ChG-slot	3 dB/cm	-	-	3.31	1.7 ppm	2019
Ce travail	PGe-ridge	3 dB/cm	4.3	0.12 ppm	7.7	1.89 ppm	
Ce travail	ChG-slot	3 dB/cm	4.3	0.10 ppm	7.7	1.66 ppm	

Pour la détection du CO_2 , les résultats présentés dans le tableau III.3 montrent qu'ils sont meilleurs que ceux rapportés dans la littérature (0,26 ppm pour des pertes de propagation de 3

dB/cm) pour la référence [10]. Pour le capteur poreux à base de germanium, la limite de détection est de 0,12 ppm, tandis que pour le guide d'ondes slot, la limite est de 0,1 ppm pour des pertes de 3 dB/cm. Pour la détection du CH₄, les résultats sont comparables à ceux des éléments du tableau, bien que la structure simulée ait souffert de pertes de propagation plus importantes.

III.6 Conclusion

La pertinence du développement de capteurs optiques dans le domaine de l'infrarouge moyen repose sur la présence des bandes d'absorption vibratoire de nombreuses molécules dans cette gamme de longueur d'onde, entre 2 μm et 20 μm , permettant ainsi des mesures spectroscopiques très sensibles pour l'analyse chimique de molécules cibles pour diverses applications telles que la santé et l'environnement. Le développement de nouvelles techniques de détection sélective et de haute sensibilité dans le domaine de l'infrarouge moyen est actuellement un centre d'intérêt pour l'industrie et la recherche scientifique. Dans ce contexte, les dispositifs conçus en optique intégrée présentent certains avantages par rapport à d'autres types de capteurs. Dans cet article, les guides d'ondes ridge et slot ont été optimisés pour obtenir un rapport de facteur de puissance élevé afin d'augmenter le taux de détection du capteur de gaz à absorption du facteur de champ de puissance proposé.

Les matériaux choisis pour la fabrication de ces plates-formes intégrées sont des verres de chalcogénure et du germanium poreux, qui présentent une grande transparence dans l'infrarouge moyen, une large gamme d'indices de réfraction en fonction de leur composition et une mise en œuvre technologique relativement facile.

La structure des différents types de guides d'ondes permet aux molécules d'interagir avec l'onde évanescente dans le cas de configurations de guides d'ondes ChG et slot. Dans la configuration des guides d'ondes poreux, l'interaction de la lumière a lieu non seulement avec l'onde évanescente, mais aussi avec la lumière propagée dans les couches de guidage et de confinement des guides d'ondes. Dans ce dernier cas, la configuration poreuse, l'interaction entre la lumière et les molécules est augmentée car les molécules s'infiltrant dans les pores et augmentent ainsi le facteur d'interaction et par conséquent la sensibilité.

Les guides d'ondes slot ChGs offrent la plus grande sensibilité $S = 35 \text{ nW/ppm}$ pour une limite de détection de 0,1 ppm, pour le dioxyde de carbone à $\lambda = 4,3 \mu\text{m}$ et $S = 2,1 \text{ nW/ppm}$ pour une limite de détection de 1,66 ppm pour le méthane à $\lambda = 7,7 \mu\text{m}$ avec des pertes de propagation $\alpha_{\text{prop}} = 3 \text{ dB/cm}$ sont supposées. Les résultats obtenus avec le guide d'onde ridge

PGe sont comparables à ceux obtenus avec le guide d'onde slot ChG et sont les plus impressionnants. En effet, ce matériau PGe a une grande surface spécifique qui lui confère de bonnes caractéristiques, notamment sa sensibilité et sa limite de détection.

Ces résultats indiquent que la limite de détection possible représente, dans certains cas, un centième des valeurs limites recommandées par les normes environnementales internationales, justifiant ainsi le potentiel de ces capteurs intégrés basés sur les matériaux PGe ou ChG comme outils de surveillance de l'environnement.

Références

- [1] Kohl, Dieter. "Function and applications of gas sensors." *Journal of Physics D: Applied Physics* 34.19 (2001): R125.
- [2] Arshak, K., et al. "A review of gas sensors employed in electronic nose applications." *Sensor review* (2004).
- [3] Huang, Yuewang, et al. "Silicon-on-sapphire waveguides design for mid-IR evanescent field absorption gas sensors." *Optics Communications* 313 (2014): 186-194.
- [4] Hu, Ting. "Silicon photonic platforms for mid-infrared applications, *Photon.*" (2017): 417-430.
- [5] Han, Z., et al. "On-chip mid-infrared gas detection using chalcogenide glass waveguide." *Applied Physics Letters* 108.14 (2016): 141106..
- [6] Tombez, Lionel, et al. "Methane absorption spectroscopy on a silicon photonic chip." *Optica* 4.11 (2017): 1322-1325.
- [7] Gutierrez-Arroyo, Aldo, et al. "Optical characterization at 7.7 μm of an integrated platform based on chalcogenide waveguides for sensing applications in the mid-infrared." *Optics express* 24.20 (2016): 23109-23117.
- [8] Pi, Mingquan, et al. "Design of a mid-infrared suspended chalcogenide/silica-on-silicon slot-waveguide spectroscopic gas sensor with enhanced light-gas interaction effect." *Sensors and Actuators B: Chemical* 297 (2019): 126732.
- [9] Koopai, Natnicha, et al. "Analysis of Si₃N₄ waveguides for on-chip gas sensing by optical absorption within the mid-infrared region between 2.7 and 3.4 μm ." *Results in Physics* 16 (2020): 102957.
- [10] Gutierrez-Arroyo, Aldo, et al. "Theoretical study of an evanescent optical integrated sensor for multipurpose detection of gases and liquids in the Mid-Infrared." *Sensors and Actuators B: Chemical* 242 (2017): 842-848.
- [11] Kumari, Babita, et al. "Silicon-on-nitride slot waveguide: a promising platform as mid-IR trace gas sensor." *Sensors and Actuators B: Chemical* 236 (2016): 759-764.
- [12] Frish, Michael B., et al. "Progress toward mid-IR chip-scale integrated-optic TDLAS gas sensors." *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices X*. Vol. 8631. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [13] Stewart, G., W. Jin, and B. Culshaw. "Prospects for fibre-optic evanescent-field gas sensors using absorption in the near-infrared." *Sensors and Actuators B: Chemical* 38.1-3 (1997): 42-47.

- [14] Siebert, Ralf, and Jörg Müller. "Infrared integrated optical evanescent field sensor for gas analysis: part I: system design." *Sensors and Actuators A: Physical* 119.1 (2005): 138-149.
- [15] Gordon, Iouli E., et al. "The HITRAN2016 molecular spectroscopic database." *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 203 (2017): 3-69.
- [16] Mashanovich, Goran Z., et al. "Low loss silicon waveguides for the mid-infrared." *Optics Express* 19.8 (2011): 7112-7119.
- [17] Mashanovich, Goran Z., et al. "Germanium mid-infrared photonic devices." *Journal of Lightwave Technology* 35.4 (2016): 624-630.
- [18] Marris-Morini, Delphine, et al. "Germanium-based integrated photonics from near-to mid-infrared applications." *Nanophotonics* 7.11 (2018): 1781-1793.
- [19] Soref, Richard. "Mid-infrared photonics in silicon and germanium." *Nature photonics* 4.8 (2010): 495-497.
- [20] Singh, Vivek, et al. "Mid-infrared materials and devices on a Si platform for optical sensing." *Science and technology of advanced materials* 15.1 (2014): 014603.
- [21] Chang, Yu-Chi, et al. "Low-loss germanium strip waveguides on silicon for the mid-infrared." *Optics letters* 37.14 (2012): 2883-2885.
- [22] Sieger, Markus, et al. "On-chip integrated mid-infrared GaAs/AlGaAs Mach–Zehnder interferometer." *Analytical chemistry* 85.6 (2013): 3050-3052.
- [23] Eggleton, Benjamin J., Barry Luther-Davies, and Kathleen Richardson. "Chalcogenide photonics." *Nature photonics* 5.3 (2011): 141-148.
- [24] Vighnesh, K. R., et al. "Structural, optical, thermal, mechanical, morphological & radiation shielding parameters of Pr³⁺ doped ZAIFB glass systems." *Optical Materials* 99 (2020): 109512.
- [25] Huang, Chung-Che, D. W. Hewak, and John V. Badding. "Deposition and characterization of germanium sulphide glass planar waveguides." *Optics Express* 12.11 (2004): 2501-2506.
- [26] Lucas, Pierre, et al. "Advances in chalcogenide fiber evanescent wave biochemical sensing." *Analytical biochemistry* 351.1 (2006): 1-10.
- [27] Starecki, Florent, et al. "Mid-IR optical sensor for CO₂ detection based on fluorescence absorbance of Dy³⁺: Ga₅Ge₂₀Sb₁₀S₆₅ fibers." *Sensors and Actuators B: Chemical* 207 (2015): 518-525.
- [28] Petersen, Christian Rosenberg, et al. "Mid-infrared supercontinuum covering the 1.4–13.3 μm molecular fingerprint region using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre." *Nature Photonics* 8.11 (2014): 830-834.

- [29] Lin, Hongtao, et al. "Demonstration of high-Q mid-infrared chalcogenide glass-on-silicon resonators." *Optics letters* 38.9 (2013): 1470-1472.
- [30] Vigreux-Bercovici, C., et al. "Transmission measurement at 10.6 μ m of Te₂As₃Se₅ rib waveguides on As₂S₃ substrate." *Applied Physics Letters* 90.1 (2007): 011110.
- [31] Tsay, Candice, et al. "Mid-infrared characterization of solution-processed As₂S₃ chalcogenide glass waveguides." *Optics express* 18.15 (2010): 15523-15530.
- [32] Tsay, Candice, Yunlai Zha, and Craig B. Arnold. "Solution-processed chalcogenide glass for integrated single-mode mid-infrared waveguides." *Optics express* 18.25 (2010): 26744-26753.
- [33] Mayerhöfer, Thomas G., Susanne Pahlow, and Jürgen Popp. "Structures for surface-enhanced nonplasmonic or hybrid spectroscopy." *Nanophotonics* 9.4 (2020): 741-760.
- [34] Tsay, Candice, et al. "Chalcogenide glass waveguides integrated with quantum cascade lasers for on-chip mid-IR photonic circuits." *Optics letters* 35.20 (2010): 3324-3326.
- [35] Su, P., et al. "Monolithic on-chip mid-IR methane gas sensor with waveguide-integrated detector." *Applied Physics Letters* 114.5 (2019): 051103.
- [36] Ari, J., et al. "Rare-earth-doped chalcogenide glasses for mid-IR gas sensor applications." *Optical Components and Materials XIV*. Vol. 10100. International Society for Optics and Photonics, 2017.
- [37] Shaw, L. B., et al. "Mid-wave IR and long-wave IR laser potential of rare-earth doped chalcogenide glass fiber." *IEEE Journal of Quantum Electronics* 37.9 (2001): 1127-1137.
- [38] Liu, Qing, et al. "Highly sensitive Mach-Zehnder interferometer biosensor based on silicon nitride slot waveguide." *Sensors and Actuators B: Chemical* 188 (2013): 681-688.
- [39] Yebo, Nebiyu Adello, et al. "Silicon-on-insulator (SOI) ring resonator-based integrated optical hydrogen sensor." *IEEE photonics technology letters* 21.14 (2009): 960-962.
- [40] Liu, Yazhao, and H. W. M. Salemink. "All-optical on-chip sensor for high refractive index sensing." *Applied Physics Letters* 106.3 (2015): 031116.
- [41] Azuelos, Paul, et al. "Optimization of porous silicon waveguide design for micro-ring resonator sensing applications." *Journal of Optics* 20.8 (2018): 085301.
- [42] Pirasteh, Parastesh, et al. "Optical loss study of porous silicon and oxidized porous silicon planar waveguides." *Journal of Applied Physics* 101.8 (2007): 083110.
- [43] Fallahkhair, Arman B., Kai S. Li, and Thomas E. Murphy. "Vector finite difference modesolver for anisotropic dielectric waveguides." *Journal of Lightwave Technology* 26.11 (2008): 1423-1431.

- [44] F. A. Harraz, "Porous silicon chemical sensors and biosensors : a review", *Sensors and Actuators B*, t. 202, p. 897, 2014
- [45] W. Theiss, "Optical properties of porous silicon", *Surface Science Reports*, t. 29, p. 91, 1997.
- [46] D. E. Aspnes, "Optical properties of thin films", *Thin solid films*, t. 89, p. 249, 1982.

CHAPITRE IV

Réalisation de structures verticales multicouches

IV.1	Introduction.....	91
IV.2	Caractéristiques des couches poreuses.....	91
IV.3	Différentes structures de multicouche	93
IV.4	Résultats et interprétation	101
IV.4	Conclusion	104

IV.1 Introduction

La lumière a de grands avantages, par rapport au courant électrique ; en effet, elle traverse un milieu diélectrique plus rapidement que les électrons dans les milieux conducteurs. Malgré ces avantages les circuits optiques ne sont pas utilisés à grande échelle. La raison principale est due à l'absence d'un matériau, équivalent aux semi-conducteurs, pour les photons.

Le germanium poreux (GeP) semble être un très bon candidat pour la réalisation de telles structures. Ses propriétés diélectriques ont fait l'objet d'études approfondies aussi bien du point de vue fondamental que techniques. Il a donc été démontré que, grâce à la relation qui lie la densité de courant de formation à la porosité, il est possible de réaliser des structures avec un profil périodique de la constante diélectrique. Il est donc possible de réaliser des structures bidimensionnelles à gap de photons dans la direction parallèle au plan de formation du silicium poreux.

IV.2 Caractéristiques des couches poreuses

Nous allons maintenant parler des caractéristiques microscopiques et macroscopiques telles que l'épaisseur, la porosité, la morphologie et la taille des pores des couches poreuses obtenues par voie électrochimique. En effet, nous pouvons regrouper ces caractéristiques en trois familles : une première famille qui comprend celles qui dépendent surtout de la densité de courant et de la concentration d'acide fluorhydrique comme la porosité et l'épaisseur des couches ; une deuxième famille qui dépend du dopage du substrat du germanium utilisé dans la réaction, comme la taille des pores et la surface spécifique, et une troisième (par exemple la cristallinité) qui est indépendante des conditions de formation de la couche poreuse.

IV.2.1 L'épaisseur

L'épaisseur de la couche formée au cours d'une anodisation en mode galvanostatique (courant constant) est proportionnelle à la quantité de charge échangée et par conséquent à la durée du temps d'anodisation. Le contrôle de l'épaisseur est fait en contrôlant le temps d'anodisation et il est donc a priori simple et efficace. Comme on peut le voir à la Figure IV.1, l'épaisseur de la couche augmente linéairement avec le temps d'anodisation dans le cas des couches réalisées avec des substrats de type p (Figure IV.1a) et de type p⁺ (Figure IV.1b).

La détermination de l'épaisseur des échantillons est faite directement à l'aide d'un profilomètre qui détermine avec une pointe le dénivelé entre le sommet et le fond de la couche

poreuse sur des échantillons dont la moitié a été dissoute dans la soude, ou indirectement grâce à la simulation des spectres de réflectivité.

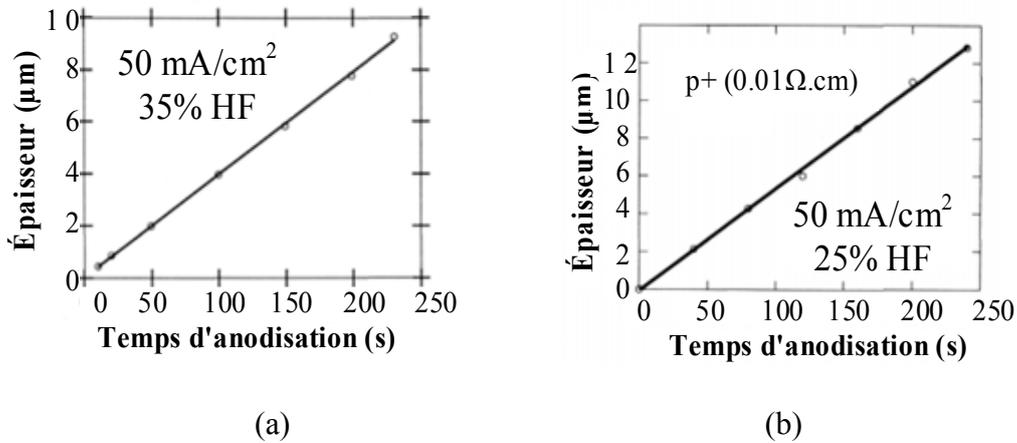


Figure IV.1 – Variation de l'épaisseur de la couche de germanium poreux avec le temps d'anodisation, dans le cas du silicium de type p ($1\Omega\text{cm}$) (a) et pour un substrat de type p^+ (b).

IV.2.2 La porosité

La porosité est définie comme étant le pourcentage de vide dans le volume de silicium poreux. Elle dépend du couple courant d'anodisation - concentration d'acide fluorhydrique (HF). Le courant d'anodisation et la concentration de l'électrolyte jouent des rôles opposés dans la détermination de la porosité : pour une concentration d'acide donnée, plus le courant est grand et plus la porosité sera élevée ; pour une densité de courant fixée, la porosité diminue avec l'augmentation de la concentration de l'électrolyte.

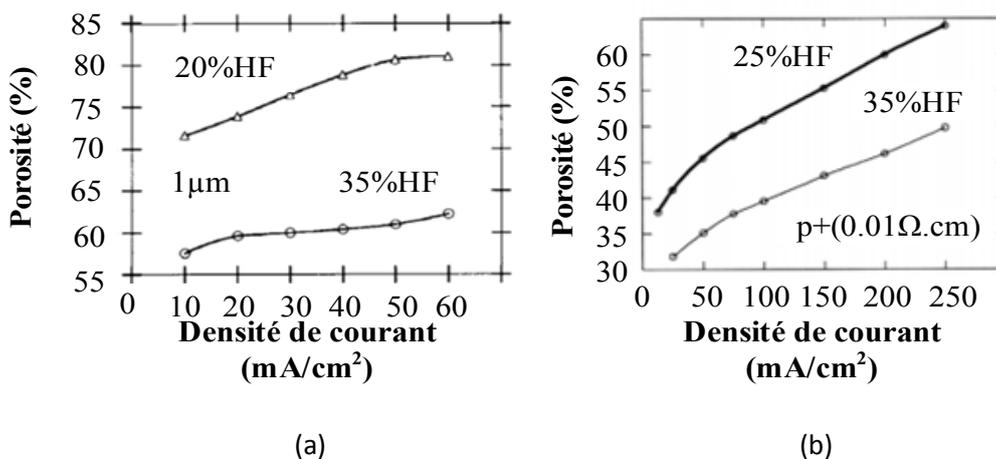


Figure IV.2 – Variation de la porosité avec la densité de courant appliqué pour deux types de substrats : type p (a) et type p^+ (b) [1].

La Figure IV.2 montre la variation de porosité en fonction de la densité de courant et de la concentration électrolytique pour des échantillons de germanium poreux de type p ($\sim 1\Omega\cdot\text{cm}$) et de type p+ ($\sim 0.01\Omega\cdot\text{cm}$).

Pour des conditions d'anodisation données (densité de courant, concentration en HF) la porosité mesurée est plus grande pour des couches plus épaisses. Cet effet est montré sur la Figure IV.3 : la couche plus épaisse présente une porosité plus élevée due à une dissolution chimique supplémentaire de la couche de germanium poreux dans l'acide fluorhydrique. En effet, la couche plus épaisse de germanium poreux séjourne dans l'acide plus longtemps que la couche plus fine.

La porosité est une caractéristique importante des couches poreuses, mais elle ne nous donne pas de renseignements concernant la morphologie des échantillons : deux échantillons ayant la même porosité peuvent avoir des morphologies complètement différentes.

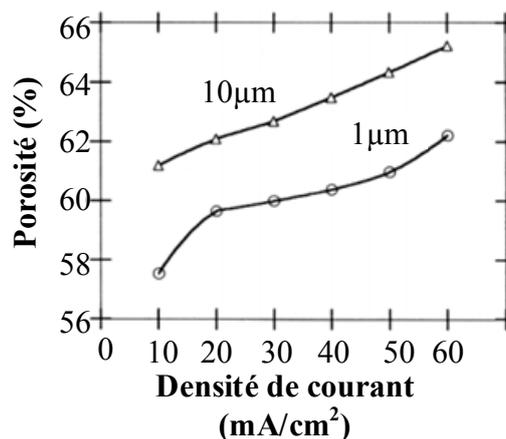


Figure IV.3 – Porosité en fonction de la densité de courant pour deux épaisseurs différentes (1 µm et 10 µm) de la couche. Concentration d'HF = 35 %. Substrat de type p (1Ω·cm) [1].

IV.3. Différentes structures de multicouche

La propagation des ondes dans un milieu homogène, quel que soit le type, se traduit toujours par un étalement du paquet d'ondes et ainsi par une dispersion de l'énergie. Il est donc important de pouvoir canaliser le faisceau lumineux. Un exemple de structure qui permet de créer un confinement des photons est donné par un empilement périodique de couches diélectriques d'épaisseur de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière. De telles structures présentent des propriétés optiques remarquables : forte sélectivité en longueur d'onde et un pouvoir réflecteur quasiment de 100% sur une large plage spectrale.

La technologie des semi-conducteurs a permis d'obtenir, à partir des matériaux III-V, des réflecteurs de Bragg de très haute qualité. La modulation d'indice est dans ce cas obtenue en modifiant les concentrations des matériaux utilisés. Les microcavités à base de semi-conducteurs présentent deux intérêts principaux. Sur le plan fondamental, elles permettent une étude de l'interaction matière-rayonnement, par exemple le couplage exciton-photon obtenu en plaçant au centre de la microcavité un puits quantique. Sur le plan des applications, elles sont très prometteuses pour la réalisation de structures émettrices à faible seuil d'émission stimulée. Nous allons voir qu'il est possible de réaliser des modulations verticales de l'indice optique dans le germanium poreux.

IV.3.1 Multicouches diélectriques

Le principe de fonctionnement des multicouches diélectriques est basé sur les interférences multiples qu'une onde subit quand elle est réfléchi par différentes interfaces. La Figure IV.4 permet de comparer le comportement d'une couche simple et celui d'une multicouche. Le faisceau incident est réfléchi à chaque interface entre deux matériaux d'indices optiques différents. Pour une couche simple qui se trouve entre deux milieux différents (l'air d'un côté et un substrat de l'autre) la lumière réfléchi est la résultante de l'interférence entre les deux faisceaux réfléchis à l'interface air - couche et couche - substrat. Dans le cas d'une structure, la lumière réfléchi est le résultat de l'interférence entre toutes les ondes réfléchies à chaque interface de la structure. Si les épaisseurs et les indices optiques des différentes couches qui constituent la structure sont choisis de manière appropriée, il est possible de modifier les spectres de réflectivité selon ses besoins, et de réaliser des interférences constructives ou destructives pour des longueurs d'ondes données.

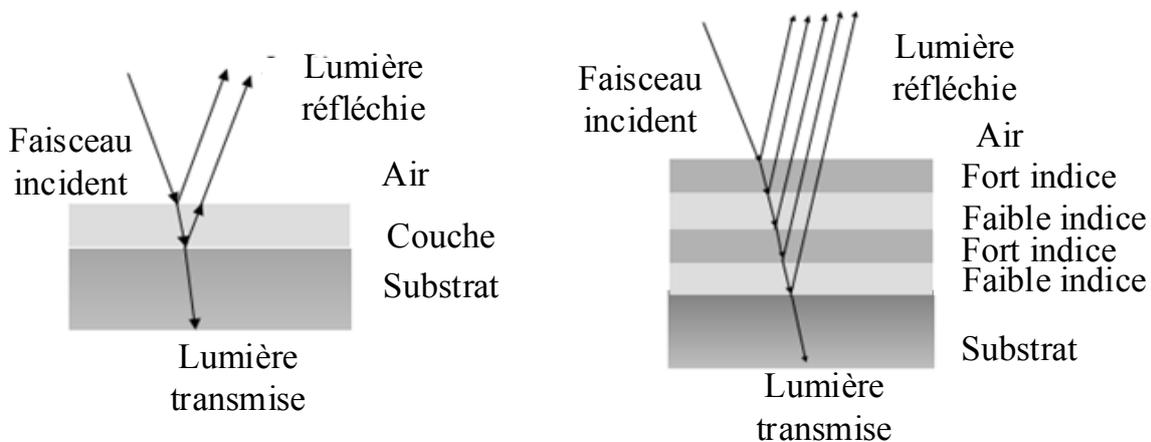


Figure IV.4 – Schéma de réflexion dans le cas d'une couche simple (à gauche) et d'une multicouche (à droite).

L'analogie avec un cristal permet de voir d'une autre manière le comportement d'une structure à modulation périodique d'indice optique (Figure IV.5). Un cristal est un arrangement périodique (réseau) d'atomes ou de molécules dans l'espace. La disposition géométrique de ces atomes détermine le potentiel périodique présent à l'intérieur du cristal où se propagent les électrons, ce qui détermine les propriétés de conduction. La présence d'une périodicité introduit une bande d'énergie interdite (gap) à l'intérieur de la structure d'énergie du cristal, de telle sorte que les électrons ayant une énergie correspondante aux énergies de la bande interdite ne peuvent pas se propager dans certaines directions. Dans le cas où toutes les directions sont interdites pour certaines énergies, on parle de bande d'énergie interdite complète.

L'analogie avec le cristal est obtenue, dans le cas de la lumière, avec une succession périodique de couches ayant des constantes diélectriques différentes. Dans ce cas, la périodicité va induire un gap (une bande de réflectivité) pour la lumière transmise, en analogie parfaite avec le cas des électrons, à cause des interférences constructives ou destructives des réflexions aux interfaces pour les différentes longueurs d'ondes (analogues aux énergies des électrons). Un cristal photonique est alors un moyen de contrôler et de manipuler de la lumière [2].

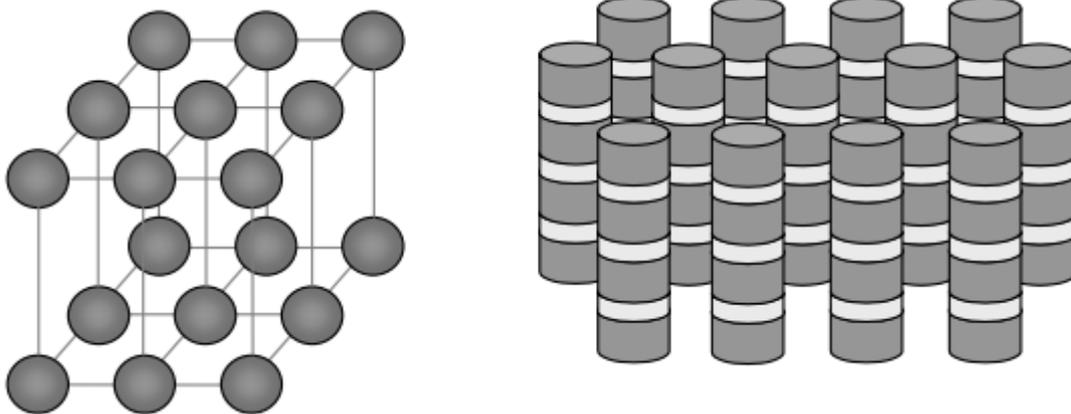


Figure IV.5 – Analogie de comportement des électrons dans un cristal d'atomes (à gauche) et des photons dans une structure diélectrique périodique de dimension macroscopique (à droite).

Les réflecteurs de Bragg sont des exemples de matériau à gap photonique unidimensionnel. Nous allons maintenant rappeler les différentes propriétés de ces structures.

IV.3.1.1 Réflecteur de Bragg

Un réflecteur de Bragg est un empilement périodique de couches d'indices optiques (n_1 et n_2) et d'épaisseurs (d_1 et d_2) différentes (voir Figure IV.6a) et c'est le gap photonique

unidimensionnel le plus simple. Si la somme des épaisseurs optiques ($n \cdot d$) des couches qui constituent une période est égale à la moitié d'une longueur d'onde donnée λ , la structure empêchera les ondes électromagnétiques de longueur d'onde λ de se propager à l'intérieur du milieu.

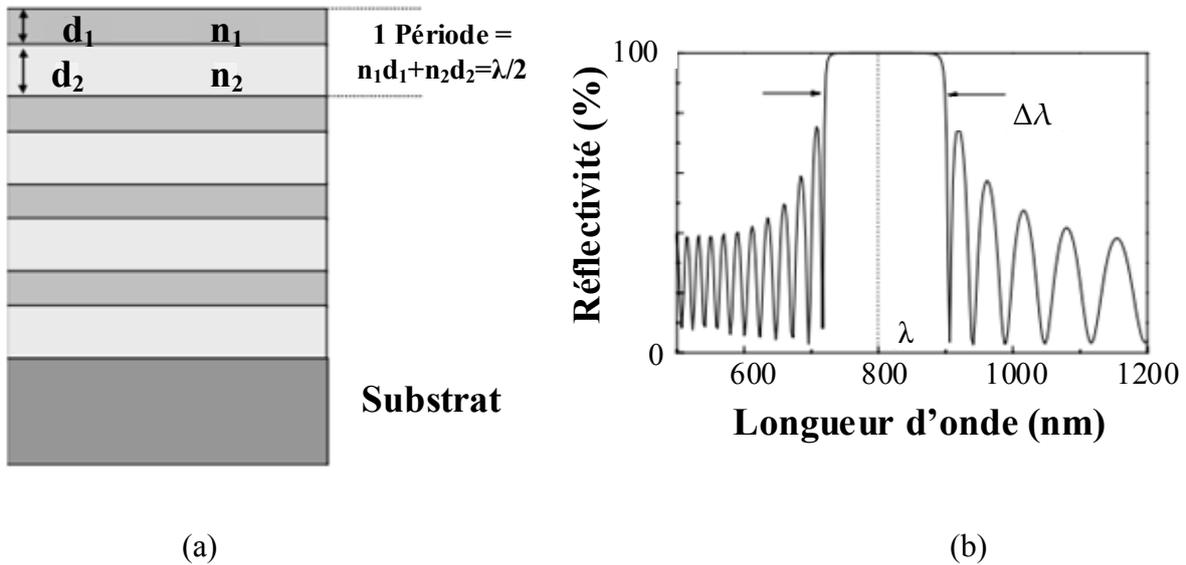


Figure IV.6 – (a) Schéma d'un réflecteur de Bragg ; (b) réponse optique typique obtenue pour une structure de 20 périodes et $n_1 = 1.3$, $n_2 = 1.8$, centrée à $\lambda = 800$ nm.

Si les ondes réfléchies sont en phase, elles interfèrent de manière constructive et se renforcent au cours de la propagation, donnant lieu à une réflexion totale de l'onde incidente pour la longueur d'onde λ_B qui vérifie la relation :

$$n_1 \cdot d_1 + n_2 \cdot d_2 = \frac{\lambda_B}{2} \tag{IV.1}$$

Une simulation de la réponse optique d'un miroir de Bragg est montrée à la Figure IV.6b.

Si nous supposons que la structure est immergée dans un milieu infini d'indice optique égal à 1 (l'air) et que les pertes sont nulles, alors le maximum de réflectivité d'un miroir de Bragg est donné par la relation suivante :

$$R = \left[\frac{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N} - 1}{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N} + 1} \right]^2 \tag{IV.2}$$

où n_1 est plus grand que n_2 et N est le nombre de répétitions de la période de base. Pour N grand, le coefficient de réflectivité du miroir tend vers 100%. À partir de l'équation (IV.2) on peut remarquer que pour un rapport n_1 / n_2 fixé, le coefficient de réflectivité augmente avec N (voir

Figure IV.7) et pour un nombre de périodes fixé, la réflectivité de la structure augmente en amplifiant l'écart entre les deux indices (voir Figure IV.8).

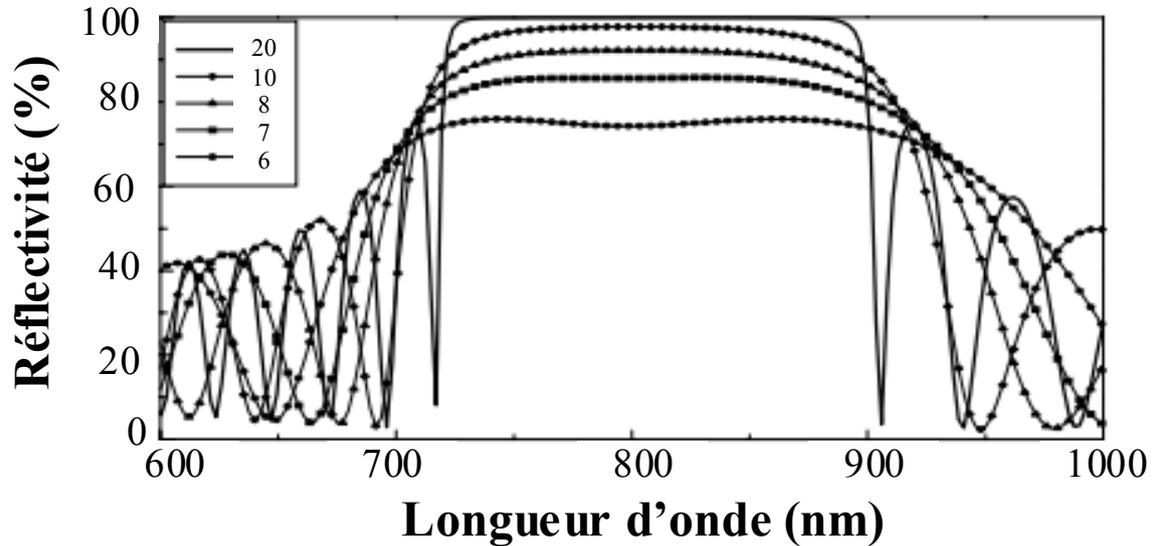


Figure IV.7 – Influence du nombre de périodes sur le spectre de réflectivité, calculé pour une structure : $n_1 = 1.3$, $n_2 = 1.8$ et centrée à $\lambda = 800$ nm.

Une fois N et n_1 / n_2 fixés, ce sont les pertes optiques de la structure, telles que la rugosité des interfaces et l'absorption, qui sont les facteurs limitants la réflectivité et donc la qualité optique de la structure.

Dans l'approximation d'un grand nombre de périodes, la largeur de la bande de réflectivité $\Delta\lambda$, centrée sur la longueur d'onde λ_B , est donnée par la relation suivante [3] :

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda_B \Delta n}{\pi n} \tag{IV.3}$$

Où n est l'indice moyen ($n=(n_1+n_2)/2$) et $\Delta n=n_1-n_2$.

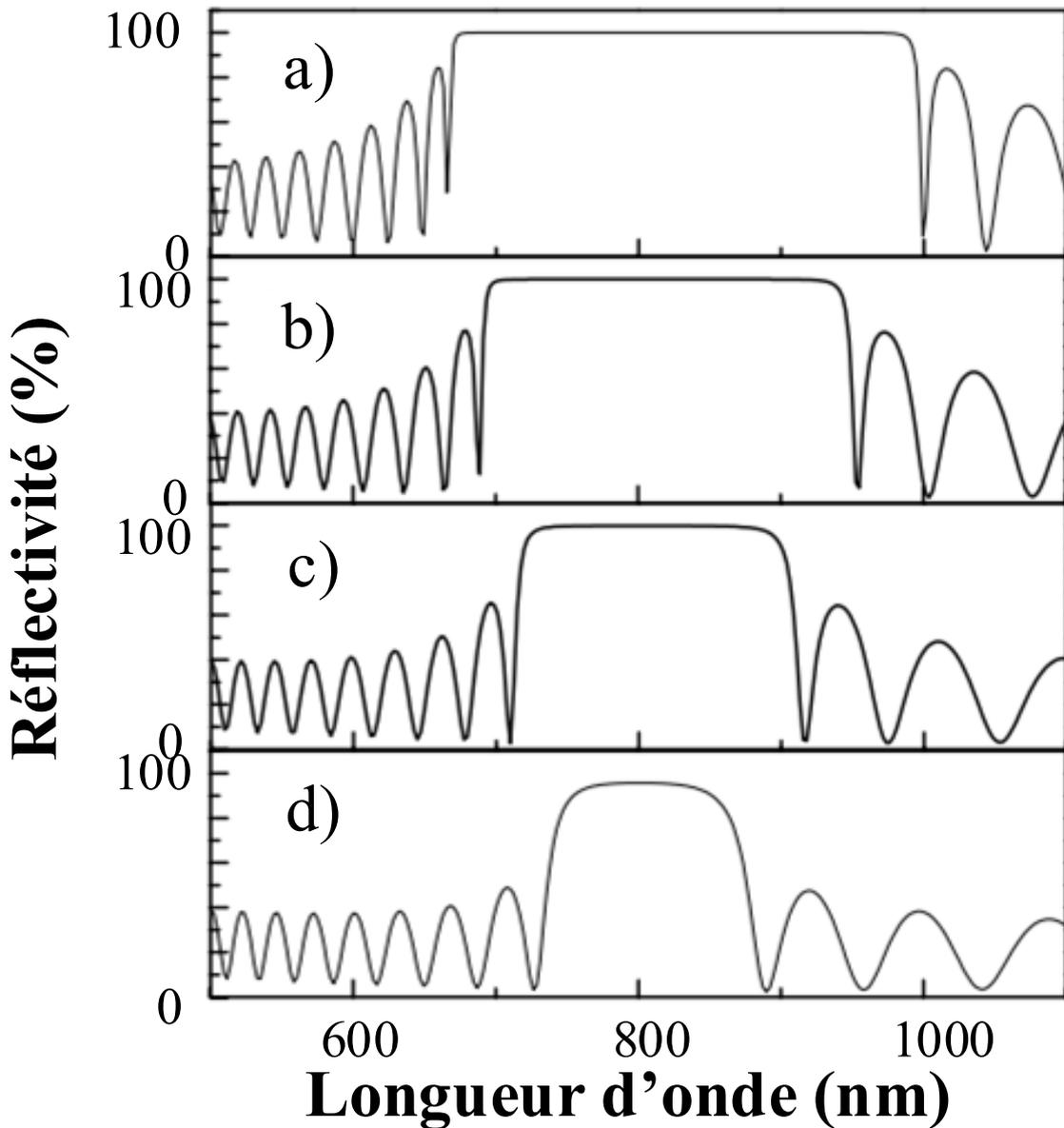


Figure IV.8 – Spectres de réflectivité simulés de 4 miroirs de Bragg ayant tous 15 périodes, mais différents rapports entre les indices optiques : (a) $n_1 = 1.1$, $n_2 = 2$; (b) $n_1 = 1.2$, $n_2 = 1.9$; (c) $n_1 = 1.3$, $n_2 = 1.8$; (d) $n_1 = 1.4$, $n_2 = 1.7$ et avec des épaisseurs d_1 et d_2 égales à $\lambda/4$ pour $\lambda = 800\text{nm}$.

IV.3.1.2 Filtre Fabry-Pérot (Microcavité)

Si on dispose deux miroirs de Bragg en vis à vis, séparés par une couche d'épaisseur d_c et d'indice n_c , on réalise un filtre interférentiel de Fabry-Pérot ou microcavité. On peut voir sur la Figure IV.9 le schéma d'un filtre de Fabry-Pérot (à gauche) et sa réponse optique (à droite).

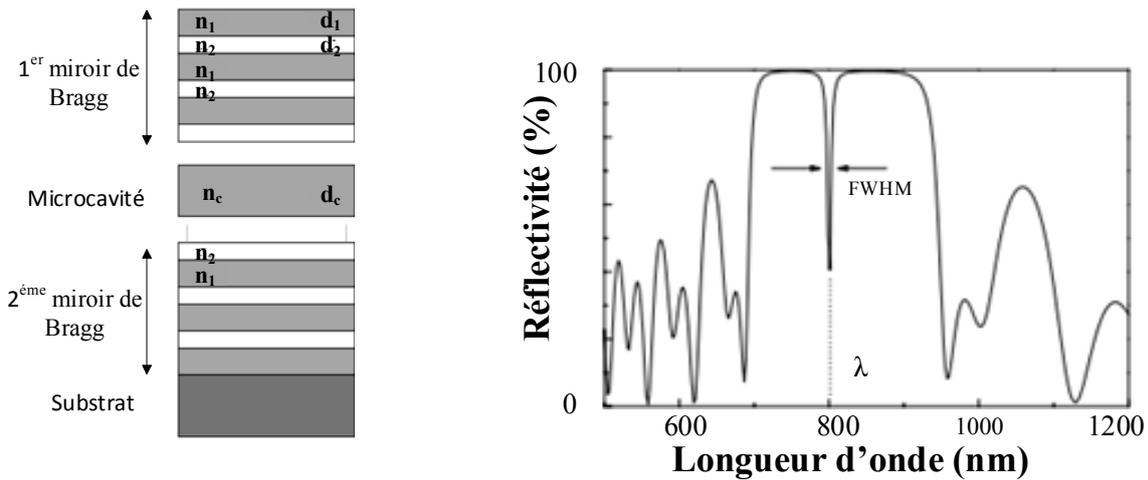


Figure IV.9 – Schéma d'une microcavité (à gauche) et simulation de la réflectivité d'une structure Fabry-Pérot (à droite). Les paramètres de la simulation sont : $n_1 = 1.3$, $d_1 = 154$ nm, $n_2 = 1.8$, $d_2 = 111$ nm, $n_c = n_1$, $d_c = 2*d_1$; le nombre de périodes des deux miroirs est égal à 6.

Si nous continuons l'analogie entre la structure de bande d'un électron dans un semiconducteur et celle d'un matériau à gap photonique que nous avons utilisé pour la description des miroirs de Bragg, on peut expliquer le comportement optique d'une structure microcavité. On sait que les impuretés ou les défauts dans une matrice cristalline introduisent des niveaux supplémentaires dans le gap du semi-conducteur. De la même manière, une couche diélectrique ayant un indice et/ou une épaisseur différente de celles des couches qui constituent un miroir de Bragg, perturbe la périodicité. Cette couche introduit à l'intérieur du gap pour les photons un niveau d'énergie permis qui se traduit, dans ce cas, par une chute du coefficient de réflexion. Si l'épaisseur optique de la cavité est choisie correctement, ce niveau d'impureté peut être placé au milieu de la bande d'arrêt résultant de la structure périodique.

Qualitativement, une microcavité diélectrique peut être considérée comme une simple structure Fabry-Pérot avec des miroirs plans et elle peut être décrite avec les mêmes formules. Mais, il a été démontré [4,5] que l'épaisseur réelle de la couche microcavité d_c doit être remplacée par une longueur effective d_{eff} plus grande, à cause de la pénétration du champ électrique à l'intérieur des couches des miroirs de Bragg. Elle est donnée par la relation suivante:

$$d_{eff} = d_c + d_{miroir} \quad (IV.4)$$

où d_{miroir} est la longueur de pénétration dans le miroir, donnée par la relation suivante [60] :

$$d_{\text{miroir}} = \frac{\lambda}{2n_c} \frac{n_1 n_2}{n_1 - n_2} \quad (\text{IV.5})$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière utilisée, n_c l'indice optique de la couche microcavité et avec l'indice optique n_2 plus grand que n_1 . Comme conséquence de la pénétration du champ électrique de la cavité dans les couches des miroirs de Bragg, la longueur d'onde λ_m , pour laquelle il y a une chute du coefficient de réflexion dans le spectre d'une microcavité, est donnée par la relation suivante [6] :

$$\lambda_m = \frac{d_{\text{eff}}}{\frac{d_c}{\lambda_c} + \frac{d_{\text{miroir}}}{\lambda_B}} \quad (\text{IV.6})$$

où λ_B est la longueur d'onde de résonance du miroir de Bragg définie par l'équation 5, et λ_c est la longueur d'onde (égale à $2n_c d_c$) à laquelle il y aurait le mode de la microcavité s'il n'y avait pas de pénétration du champ électrique. Pour λ_c différente de λ_B , ce qui peut arriver si l'on maîtrise mal les indices et les épaisseurs des couches, la longueur d'onde du mode observé de la microcavité ne sera pas égal à λ_c et elle sera davantage sensible à λ_B qu'à λ_c , en raison du fait que d_{eff} est plus grand que d_c .

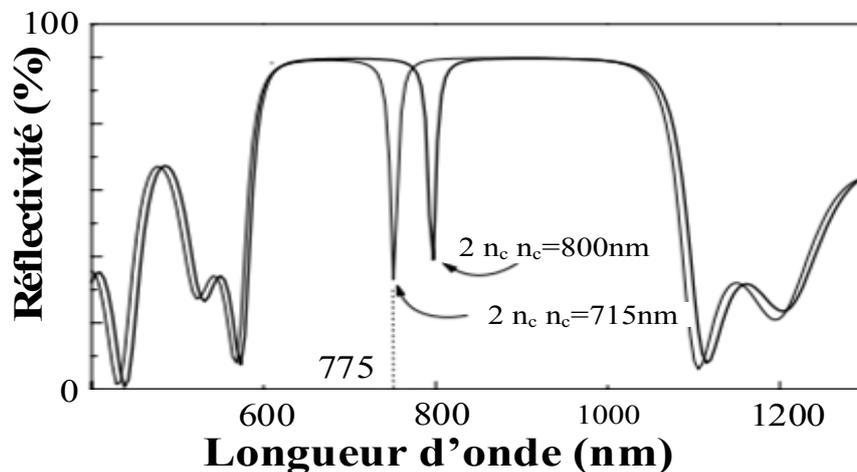


Figure IV.10 – Spectres de réflectivité de deux microcavités [$2*(n_1 d_1 + n_2 d_2) = 800 \text{ nm}$] pour deux épaisseurs optiques de la couche microcavité. Nombre de période : 6

La paire de lobes de bord de bande du spectre est un indicateur très sensible de la qualité des miroirs. En effet, si ces derniers sont rigoureusement identiques, les lobes sont symétriques. Une dissymétrie, comme nous le verrons par la suite, nous renseigne sur la différence d'épaisseur optique des diverses couches qui composent les miroirs, par rapport à la valeur

optimale calculée pour λ . Une différence d'épaisseur par rapport à une telle valeur pour une couche (ou deux) décale le centre de la bande d'arrêt, mais ne dégrade pas trop la réflectivité. Si l'épaisseur optique de la couche microcavité n'est pas égale à la moitié de la longueur d'onde de référence (le centre de la bande d'arrêt), le mode de la cavité ne sera pas au centre de la bande et il sera décalé d'une valeur qui dépendra aussi des épaisseurs optiques des couches du miroir de Bragg (voir Figure IV.10). En effet, l'épaisseur optique de la période et non l'épaisseur individuelle des couches est le paramètre important pour que la bande soit centrée à la bonne longueur d'onde. La position spectrale du mode de la cavité ne dépend donc pas seulement de l'épaisseur optique de la couche qui sépare les deux miroirs, mais aussi des épaisseurs optiques de ces couches.

Un facteur de mérite est la variation de la longueur d'onde de Fabry-Pérot λ_c en fonction de la quantité à détecter. Cette variation varie de la même manière que la longueur d'onde centrale du réflecteur de Bragg. Un autre facteur de mérite est le facteur de qualité de la structure. Pour étudier ce paramètre, on peut utiliser le modèle classique de Fabry-Pérot [7]. Le facteur de qualité est donné par la relation suivante :

$$Q = \frac{\lambda_c}{\Delta\lambda} = \frac{2n_c d \pi}{\lambda_0} \frac{\sqrt{R} \exp(-\alpha d/2)}{1 - R \exp(\alpha d)} \quad (\text{IV.7})$$

où n_c est l'indice de réfraction de la couche active qui sépare les deux miroirs de Bragg, d , l'épaisseur de la couche active, λ_c la longueur d'onde de résonance attendue égale à 4300 nm, α son coefficient d'absorption et R la valeur de réflectance égale à 99% en supposant que les deux miroirs de Bragg sont similaires.

IV.4 Résultats et interprétation

Le germanium est le semiconducteur du groupe IV le plus prometteur pour une multitude d'applications dans la gamme des longueurs d'onde de l'infrarouge moyen (Mid-IR). Il possède une fenêtre de transparence nettement plus grande que celle du Si. Il possède une fenêtre de transparence spectrale plus large, allant de 2 à 15 μm , et possède un indice de réfraction plus élevé ($n \sim 4,0$), ce qui est avantageux pour l'exploration des dispositifs sur puce dans l'infrarouge moyen (Mid-IR) avec une empreinte compacte et une forte interaction lumière-matière et pour leurs propriétés physico-chimiques particulières.

Le germanium poreux (PGe) est un matériau attrayant pour les biocapteurs optiques sans marquage en raison de sa biocompatibilité, de sa grande surface interne, de son réseau de trous et de son indice de réfraction largement réglable. De nombreuses structures utilisant ce matériau peuvent être utilisées pour les biocapteurs.

Les capteurs à base de germanium poreux (PGe) commencent à être utilisés dans l'infrarouge moyen, le but de ces travaux est d'exploiter les avantages du PGe pour obtenir de meilleurs résultats. En supposant que les couches poreuses dépendent des propriétés physiques intrinsèques telles que la valeur de la porosité, la taille des pores et le degré d'oxydation, nous simulons les performances de deux types de structures : (i) le réflecteur de Bragg, et (ii) la microcavité. Nous visons à simuler les spectres de réflectance de ces différentes nanostructures optiques et l'indice de réfraction de la couche poreuse. Les capteurs simulés servent à la détection des deux gaz déjà étudiés dans le chapitre 3, à savoir le CO₂ pour la longueur d'onde $\lambda = 4.3\mu\text{m}$ et du méthane CH₄ à $\lambda = 7.7\mu\text{m}$.

IV.4.1 Simulation du réflecteur de bragg pour les deux longueurs d'ondes 4.3 μm et 7.7 μm .

La simulation consiste à développer un programme dont les variables sont le nombre de couches pour voir l'impact sur la réflectivité. Les caractéristiques de la fabrication des réflecteurs de Bragg formés par une période répétée N fois. La période est formée par deux couches de haute et basse porosité HP et LP, respectivement. Dans notre cas, $n_{\text{HP}}=2.69$ et $n_{\text{LP}}=2.49$. La figure IV.11 montre un exemple des spectres de réflectance simulés. On peut remarquer que le coefficient de réflectivité augmente avec N (voir Figure IV.7) et pour un nombre de périodes fixé. La réflectivité augmente avec le nombre de couche et atteint 98% pour N=30 couches. L'augmentation de R est substantielle. La réflectance est passée de 62,5% pour N=10 à 98% pour N=30. Cette augmentation est accompagnée par un rétrécissement du spectre ce qui rend notre capteur très sensible et plus sélectif.

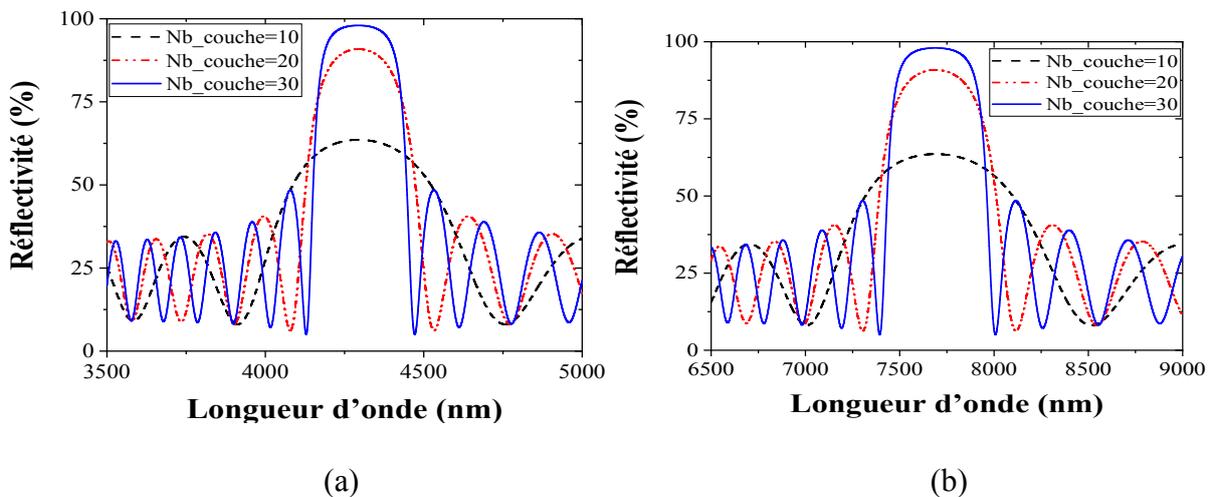


Figure IV 11 – Spectres de réflectivité du réflecteur de Bragg pour N variable (10,20,30), (a) pour $\lambda = 4.3\mu\text{m}$ (b) pour $\lambda = 7.7\mu\text{m}$

IV.4.2 Simulation d'une microcavité pour les deux longueurs d'ondes 4.3 μm et 7.7 μm .

La microcavité est constituée de deux réflecteurs de Bragg distribués (DBR) avec une cavité Fabry-Pérot d'une épaisseur de $\lambda_0/2$ au milieu. Plusieurs paires alternées de couches PGe, ayant des indices de réfraction différents, obtenus en modulant la porosité, constituent les DBR. L'épaisseur optique (n_e) de chaque couche simple est $\lambda_0/4$, où e est l'épaisseur physique de la couche, n son indice de réfraction et λ_0 est la longueur d'onde de Bragg, donc l'ensemble de la pile est une structure résonnante à la longueur d'onde de Bragg λ_0 . Dans notre cas la longueur de résonance est de 4.3 μm pour le CO_2 et de 7.7 μm pour le CH_4 .

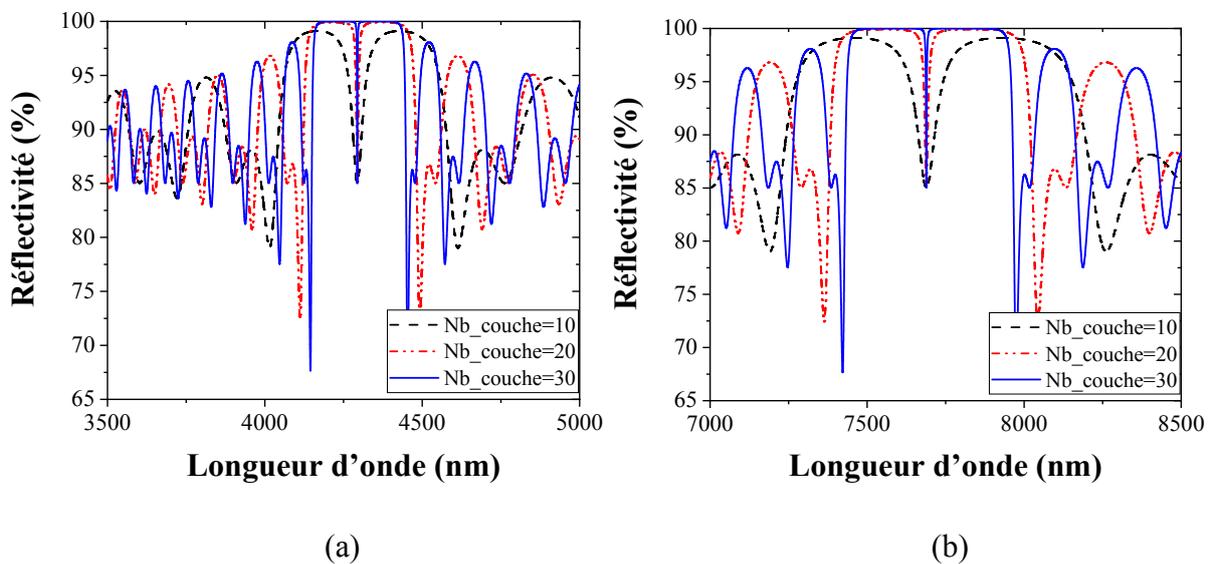


Figure IV.12 – Spectres de réflectivité des cavités simulées avec variation de N (10,20,30), (a) pour $\lambda= 4.3\mu\text{m}$ (b) pour $\lambda= 7.7 \mu\text{m}$

La réflectance de la microcavité est caractérisée par un double pic (au lieu d'un seul pic comme dans le cas d'un réflecteur de Bragg) comme le montre la figure IV.12. La forte chute entre les deux maximums de réflexion apparaît dans le spectre de transmission comme une bande étroite dans une région (finie) de transmission supprimée.

Le spectre de réflectance de la microcavité est illustré dans la figure IV.12. Le pic de résonance est proche de la valeur cible. De plus, la valeur de réflectance de l'appareil de la bande passante atteint 99 %. L'augmentation du nombre de couche a sensiblement augmenté la réflectivité qui frôle les 100%.

Ce travail démontre qu'il est possible de simuler un réflecteur de Bragg PGe avec de bonnes qualités optiques dans la gamme Mid-IR.

IV.5 Conclusions

En conclusion, des empilements verticaux multicouches à base de couches PGe ont été simulés pour le Mid-IR. À partir des spectres de réflectance, de différentes porosités ont été obtenues dans la gamme de longueurs d'onde de l'infrarouge moyen. Le miroir de Bragg et la microcavité ont été simulés. Une réflectance maximale de 99 % a été obtenue. Ces dispositifs optiques pourraient être utilisés comme des transducteurs très sensibles. Les premiers résultats obtenus à partir de ces structures multicouches PGe démontrent leur potentiel dans la gamme Mid-IR.

Références

- [1] A. Halimaoui , Porous silicon science and technology, lecture 3, 33-50, Les Editions de Physique-Springer, 1994
- [2] E. Yablonovitch, Physical Review Letters, 58, 2059 (1987)
- [3] Yeh, édité par John Wiley, chapitre 5, (1984)
- [4] V. Savona, L. C. Andreani, P. Schwendimann, A. Quattropani, Solid State Communication, 93, 733, (1995)
- [5] L. C. Andreani, V. Savona, P. Schwendimann, A. Quattropani, Superlattices Microstructures, 15, 453, (1994)
- [6] G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage, D. Baxter, M. S. Skolnick, V. N. Astratov, J. S. Roberts, A. V. Kavokin, M. R. Vladimirova, M. A. Kaliteevski, Physical Review B, 59, 7, 5082 (1999)
- [7]. J. Charrier and M. Dribek, “Merit factor theoretical study of optical biosensors based on porous silicon,”, J. of Applied Physics, 107 (4), 44905-1, 44905-10 (2010)

Conclusion & perspectives

Conclusion & perspectives

Les études menées depuis une dizaine d'années sur l'utilisation de cristaux photoniques pour la réalisation de biocapteurs à lecture optique ont montré qu'elle pouvait offrir de nombreuses perspectives. Les travaux présentés dans ce manuscrit avaient pour objectif l'étude, la modélisation et la conception de cristaux photoniques pour des applications de détection. Différents verrous quant à la possibilité d'un tel objectif ont pu être levés. Pour en arriver à ces résultats, nos travaux se sont articulés autour de quatre grands axes principaux, à savoir :

- La modélisation d'une architecture spécifiquement adaptée à des applications de bio détection et la détermination des paramètres permettant d'obtenir les meilleures performances, c'est à dire, de forts facteurs de qualité pour de faibles volumes modaux, ainsi qu'une grande sensibilité à l'indice optique de l'environnement extérieur.
- Simuler une structure à base de cristaux photoniques qui peut détecter en même temps la pression et la température avec une grande sensibilité. 25.06 nm/GPa pour le capteur de pression et 92.3 pm/°C pour le capteur de température.
- La simulation de guides d'onde ridge à base de germanium poreux ou de chalcogénure ont montré une amélioration de la sensibilité en utilisant différentes structures.
- La pertinence de développer des capteurs optiques dans le Moyen Infrarouge (Mid-IR) est basée sur la présence des bandes d'absorption vibrationnelles de nombreuses molécules dans cette gamme de longueurs d'onde, comprise entre 2 μm et 20 μm , rendant ainsi possible des mesures spectroscopiques de grande sensibilité pour l'analyse chimique de molécules cibles dans divers domaines sociétaux tels que la santé, la défense et l'environnement. Ainsi, le développement de nouvelles techniques de détection sélective et de sensibilité élevée dans le Mid-IR, est actuellement un des centres d'intérêt dans l'industrie et la recherche scientifique. Dans ce contexte, les dispositifs conçus en optique intégrée présentent certains avantages sur les autres types de capteurs, notamment leur compacité et leur coût. Aussi, ces dispositifs ont émergé comme une alternative aux systèmes de détection onéreux et encombrants (FTIR, éléments ATR, ...)

Dans cette perspective, l'état de l'art nous a permis de contextualiser notre problématique vis-à-vis des recherches actuelles concernant la réalisation de biocapteurs à partir de cristaux photoniques, d'en souligner les avantages et inconvénients, et ce, afin de mieux appréhender la conception des plateformes photoniques sensibles.

Perspectives

L'ensemble de ces travaux réalisés a permis de montrer la faisabilité d'un transducteur en optique intégrée utilisant des guides d'ondes à base de chalcogénure et du germanium poreux et ouvre les perspectives suivantes de progression de ces travaux.

Les performances du capteur pourraient être améliorées en utilisant des structures germanium poreux afin notamment de diminuer les pertes. Aussi des études plus approfondies de l'origine des pertes doivent être menées de manière à pouvoir les améliorer. Enfin, le développement de micro-résonateurs simple ou en cascade avec des structures interférométriques de type Mach-Zehnder pourra également être effectuée afin de permettre d'exalter davantage la sensibilité et améliorer la limite de détection.

La partie expérimentale devrait valider les résultats obtenus.

Annexes

Production Scientifique

Publication internationale

- ZEGADI, Rami, ZIET, Lahcène, SATOUR, Fatima Zohra, et al. Design of a Wide Ranging Highly Sensitive Pressure Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystals. Plasmonics, 2019, vol. 14, no 4, p. 907-913.

ISI Impact Factor (2019) = 2.335

- BENDEMAGH, Khalissa, ZEGADI, Rami, SATOUR, Fatima Zohra, et al. Design and Performance of a Multipurpose 2-D Photonic Crystal Device Based on Y Couplers. Plasmonics, 2019, vol. 14, no 6, p. 1479-1487.

ISI Impact Factor (2019) = 2.335

- ZEGADI, Rami, ZIET, Lahcène, et ZEGADI, Ameer. Design of High Sensitive Temperature Sensor Based on Two-Dimensional Photonic Crystal. Silicon, 2019, p. 1-7.

ISI Impact Factor (2019) = 1.499 (2019)

- ZEGADI, Rami, LORRAIN, Nathalie, BODIOU, Loïc, GUENDOOUZ, Mohammed, ZIET, Lahcène, et CHARRIER Joel. "Enhanced Mid-Infrared gas absorption spectroscopic detection using Chalcogenide or porous germanium waveguides." Journal of Optics (2021).

ISI Impact Factor (2019) = 2.379 (2020)

Communications Internationales

- Rami Zegadi, A.Zegadi, "High sensitivity Bio-Sensor on a Photonic Crystal waveguide", International Turkic word Conference on chemical and technologies ITWCCST2017 "", Baku, Azerbaijan, 10-13 September 2017.

- Rami Zegadi, L.Ziet, A.Zegadi and K.Bendemagh, "Photonic Crystal based bio-sensor for detection cancer cell", International Conference on Materiels Science (ICMS2018) "", Ferhat Abbas setif University 12-14 September 2018.

- K.Bendemagh, A.Zegadi and [Rami Zegadi](#), ‘Design and simulation of optical filter based on photonic crystal ring resonator’’, International Conference on Materials Science (ICMS2018) ‘’, Ferhat Abbas setif University 12-14 September 2018.
- [Rami Zegadi](#), L.Ziet,and A.Zegadi, ‘High sensitivity Pressure-Sensor based two-dimensional Photonic Crystal’’, 3RD dInternational Conference on Industrials metrology and maintenance (ICIMM2018) ‘’, Ferhat Abbas Setif University 28-29 October 2018.
- K.Bendemagh, A.Zegadi and [Rami Zegadi](#), ‘Analysis of optical sensing by using photonic crystal based Mach-Zehnder Interferometer’’, 3RD dInternational Conference on Industrials metrology and maintenance (ICIMM2018) ‘’, Ferhat Abbas Setif University 28-29 October 2018.
- [Rami Zegadi](#), L.Ziet, A.Zegadi and Y.Terchi ‘High Sensitive Temperature Sensor Based on TwoDimensional Photonic Crystal’’, Second International Conference on Electrical Engineering (ICEEB’2018) ‘’, December 2-3 2018, Biskra, Algeria.