

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**  
**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE**  
**SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA**

**FACULTE DE Technologie**  
**DEPARTEMENT Electronique**  
**N° :**



**FILIÈRE : Electronique**  
**OPTION : MICROELECTRONIQUE**

**Mémoire présenté pour l'obtention**  
**Du diplôme de Master Académique**

**Par:**

**BEN SAOUCHA ASMA**  
**BEN SAOUCHA ASMA**

**THÈME**

**Etudes et conception des micro-résonateurs optiques à base des  
structures plasmonique**

**Soutenu devant le jury composé de :**

<b>Pr. HOCINI Abdesselam</b>	<b>Université M<sup>ed</sup> Boudiaf –M'sila</b>	<b>Président</b>
<b>Dr. HARHOUZ Ahlam</b>	<b>Université M<sup>ed</sup> Boudiaf –M'sila</b>	<b>Rapporteur</b>
<b>Dr. ZOUACHE Tarek</b>	<b>Université M<sup>ed</sup> Boudiaf –M'sila</b>	<b>Examineur</b>

**Année universitaire : 2021 /2022**

## ***Remerciements***

Tout d'abord, nous remercions ALLAH qui nous aide et nous donne la patience et le courage durant ces longues années d'étude.

Nous tenons de remercier sincèrement Monsieur, Dr. **HARHOUZ AHLAM**, professeur à l'université de M'sila, pour avoir assuré l'encadrement de ce travail. Sa disponibilité, son expérience, son savoir scientifique et ses qualités humaines ont été déterminants dans l'aboutissement de ce travail.

Mes remerciements s'adressent à tous les membres du jury qui ont accepté de juger mon travail. Nos sincères gratitudee à tous ce qui nous ont enseigné durant ces cinq ans de graduation. Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin, pour Leurs soutiens moraux ou matériels, dans la réalisation de ce projet.

# Dédicace

أحمد الله عز وجل على منه و عونه لإتمام هذا البحث.

إلى الذي وهبني كل ما يملك حتى أحقق له آمالي، إلى من كان يدفعني قدما نحو الأمام لنيل  
المبتغى، إلى الإنسان الذي إمتلك الإنسانية بكل قوة، إلى الذي سهر على تعليمي بتضحياته جسام

مترجمة في تقديمه للعلم، إلى مدرستي الأولى في الحياة،

أبي الغالي على قلبي أطل الله في عمره:

إلى التي وهبت فلذة كبدها كل العطاء و البنان، إلى التي صبرت على كل شيء، التي رحمتني

حما و حماية و كانت سندتي في الشدائد، و كانت دعواها لي بالتوفيق، تتبعيني خطوة خطوة

في عملي، إلى من ارتدت كلما تذكرت إبتسامتها في وجهي نبع البنان أمي أجز ملاك على

القلب و العين جزاها الله بحبي خير الجزاء في الدارين:

إليهما أهدى هذا العمل المتواضع لكي أدخل على قلبهما شيئا من السعادة إلى إخواني

الذين تقاسموا معي عبء الحياة ؛

كما أهدى ثمرة جهدي لأستاذتي الكريمة الدكتور: حرحوز احلام التي كلما تظلمت الطريق

أمامي لجأت إليها فأنازتها لي و كلما دب اليأس في نفسي زرعت في الأمل لأسير قدما و كلما

سألت عن معرفة زودتني بها و كلما طلبت كمية من وقتها التمين وفرتة لي بالرغم من

مسؤولياتها المتعددة؛ إلى كل أستاذة كلية التكنولوجيا ؛

و إلى كل من يؤمن بأن بذور نجاح التغيير هي في ذواتنا و في أنفسنا قول أن تكون في

أشياء أخرى...

قال الله تعالى : " إن الله لا يغير ما بقوم حتى يغيروا ما بأنفسهم..."

الآية 11 من سورة الرعد

كما لا أنسى اختي الذي لم تلدها أمي و صديقتي و شريكتي في انجاز هذه المذكرة بن صوشة اسماء التي كانت سندتي هي

كثير من المصاعب الدراسية و في حياتي العامة حفظها الله

إلى كل زملائي في الدراسة في كلية التكنولوجيا

إلى كل هؤلاء أهدى هذا العمل

الطالبة: بن صوشة اسماء

# Table des matières

Introduction général .....	2
 <i>Chapitre I : Théorie sur les micro résonateurs optique</i>	
I.1. Introduction .....	5
I.2 Résonateur optique .....	5
I.2.1 Approche théorique .....	5
I.3 Propagation avec l'approche de l'optique géométrique .....	9
I.4 Propagation avec l'approche de la théorie électromagnétique .....	12
I.4.1 Équation de propagation .....	12
I.4.2 Méthode de l'indice effectif .....	14
I.4.3 Pertes optiques dans les guides d'onde .....	16
I.4.4 Couplage entre deux guides : Méthode de Marcatili .....	18
I.5. Principe de fonctionnement d'un micro-résonateur .....	19
I.5. 1. Fonction de transfert : caractéristiques spectrales .....	19
I.6. Applications .....	25
I.7. Les type de modes propagés .....	25
I.7. 1. Les micro-résonateurs à mode de galerie .....	26
I.7. 2. Les micro-résonateurs à mode guidé .....	27
I.7.2.1 Différentes formes de cavité .....	27
I.7.2.2 Différents types de couplage .....	27
I.8 Conclusion .....	28

## Chapitre II : Généralités sur la plasmonique

II.1 Introduction .....	28
II.2. Quelques définitions sur les plasmoniques .....	28
II.2.1. Plasma .....	42
II.2.2. Plasmons.....	42
II.3.Types de Plasmons .....	42
II.3.1. Plasmons de volume.....	42
II.3.2. Plasmon de surface.....	42
II.4.La résonance de plasmons de surfaces(SPR) .....	42
II.4.1.Le principe.....	42
II.4.2. Relation de dispersion des plasmons de surface .....	42
II.5.TECHNIQUES OPTIQUES DE COUPLAGE.....	42
II.5.1. Relation de couplage .....	42
II.5.2.Description des différents modes de couplage entre PS et lumière .....	42
II.5.2.1. Couplage par prisme ou fibre optique .....	42
1.3.2 Mesure d'une relation de dispersion avec un prisme.....	42
II.5.2.2. Couplage par réseau de diffraction.....	42
II.5.2.3. Couplage directionnel dans un guide d'onde .....	42
II.6. Quelques applications de la plasmonique .....	42
II.7. Conclusion.....	42

## Chapitre III : résultats et interprétation

III.1. Introduction.....	53
III. 2. Outil et méthode de simulation.....	53
III. 2.1. Définition du Simulateur RSoft CAD .....	53
III. 2. 2. Modules de simulation associés .....	53

III.2.2. 1.FullWAVE .....	53
III.2.2.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) .....	54
III. 2.3. Description de la fenêtre principale du programme R-Soft CAD.....	55
III.3. Présentation de la structure étudiée.....	58
III.3.1 Modélisation du guide d'onde MIM .....	58
III.3.2 Couplage d'un guide d'onde MIM et un résonateur circulaire.....	59
III.3.3 Couplage d'un guide d'onde MIMet un résonateur en anneau RR (Ring Resonator) .....	64
III.3.4 Couplage d'un guide d'onde MIMet un résonateur carré avec un défaut circulaire .....	67
III.3.5. Résonance de Fano .....	70
III.4.Perspective d'application .....	73
III.5.Conclusion .....	74
Conclusion général.....	63
Bibliographie	

## List des figures

### Chapitre I : Théorie sur le micro résonateur optique

Figure I.1 : Schéma simple d'un résonateur optique de longueur L composé des miroirs M1 et M2 d'un milieu de susceptibilité électrique $\chi_1$ .....	5
Figure I.2 : Illustration simplifiée des quatre premiers modes longitudinaux d'un résonateur optique ...	9
Figure I.3 : Différents types de guides d'onde : (a) fibre optique, (b) guide plan .....	10
Figure I.4 Vue en coupe des différentes configurations de guides d'onde à confinement bidimensionnel. $n_{sp}$ , $n_c$ et $n_{cf}$ correspondent aux indices de réfraction du superstrat, Dans cette thèse, les micro-résonateurs étudiés sont conçus à partir de guides d'onde	
Figure I.5 : Schéma du guide plan. h est la hauteur de la couche de cœur du guide plan. $n_{sp}$ , $n_c$ et $n_{cf}$ correspondent respectivement aux indices de réfraction du superstrat, du cœur et du confinement inférieur. ....	11
Figure I.6 : Schéma de l'interface entre deux milieux d'indice de réfraction $n_1 > n_2$ .....	11

Figure I.7 : Condition de propagation : l'onde réfléchi 2 fois en A et en C se répète elle-même $\theta$ ...	12
Figure I.8 : Représentation des polarisations : (a) le mode Transverse Électrique TE et (b) le mode Transverse Magnétique TM.....	13
Figure I.9 : Représentation de la vue en coupe d'un guide d'onde ridge de hauteur h et de largeur w. ....	15
Figure I.10 : Schéma de la méthode de l'indice effectif pour un guide d'onde ridge... ..	15
Figure I.11 : Schéma des pertes de diffusion : (a) en volume (b) surfacique .....	16
Figure I.12 : Niveaux énergétiques d'un matériau, structure en bandes.....	17
Figure I.13 : Schéma des pertes radiatives dans un guide d'onde courbe. ....	18
Figure I.14: Section d'un guide d'onde ridge selon la méthode de Marcatili. ....	19
Figure I.15 : Représentation du fonctionnement d'un micro-résonateur : (a) Schéma d'un micro-résonateur en forme d'hippodrome, (b) Fonction de transfert ou Transmission du micro-résonateur. . .....	20
Figure I.16: Transmission spectrale d'un micro-résonateur.....	22
Figure I.17 : (a) Modes guidés dans un micro-résonateur en forme d'anneau. (b) de galerie dans un micro-résonateur en forme de disque. ....	25
Figure I.18 : – Exemples de micro résonateurs à modes de galerie pour des applications capteurs. (a) Microsphère [28], (b) Micro-tore [29], (c) Micro-disque [30] et (d) Capillaire [31]. ....	26
Figure I.19 – Différentes structures : un micro-résonateur en forme d'hippodrome (a) couplé à un seul guide et (b) couplé à deux guides. ].....	27
Figure I.20 : Différents types de couplage : (a) Couplage horizontal ; (b) Couplage vertical pour un micro-résonateur couplé à un seul guide.....	28

## *Chapitre II : Généralités sur la plasmonique et l'excitation des ondes résonnantes de surface*

Figure II.1 : Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un

métal et d'un diélectrique.....	32
Figure II.2 : a) Vision schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal. b) Composante normale du champ électrique du plasmon de surface selon la direction z perpendiculaire à la surface [41].....	34
Figure II.3 : Relation de dispersion des plasmons de surface [45] ].....	34
Figure II.4 : Schéma illustratif de la propagation des plasmons polarisons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.....	34
Figure II.5: La formation de l'onde évanescente. ....	36
Figure II.6 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRI.. ....	36
Figure II.7: Relation de dispersion des plasmons de surface. ....	38
Figure II.8: Réflexion interne totale (RIT) d'une onde dans un prisme. Illustration de la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ évanescent dans le milieu extérieur d'indice de réfraction ( $n_s$ ) inférieur par rapport à celui du prisme ( $n_p$ ).....	40
Figure II.9: Illustration du couplage par prisme, configuration de Kretschman.....	41
Figure II.10: Illustration du couplage d'une onde lumineuse se propageant dans un prisme sous un angle d'incidence $\theta_i$ , et les plasmons de surface à l'interface métal – milieu extérieur. ....	42
Figure II.11: Coefficients de réflexion d'une interface « Argent/Air » en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TM (p) et TE (s). Données de calculs : une couche d'argent de ( $\epsilon = -18 + 0,5i$ ), d'épaisseur 45nm, l'indice du prisme $n=1.515$ .....	42
Figure II.12: Couplage d'une onde incidente avec un PS à l'aide d'un prisme comme coupleur configuration d'Otto ; b) configuration de Kretschmann.....	44
Figure II.13: Schéma illustrant la contribution de la corrugation de surface sur le couplage lumière – plasmons de surface. ....	45
Figure II.14: Couplage d'un mode guidé avec un PS à la surface du métal déposé sur le guide.....	45

### *Chapitre III : Résultats et interprétations*

Figure III. 1: Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.....	51
Figure III .2: a)La fenêtre de démarrage (startup Windows), b) Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit. c) l'éditeur du Tableau de symboles. d) fenêtre de compute material Profil e) La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE.....	52
Figure. III.3 : a) Présentation d'un guide d'onde MIM simple, b) Spectre de transmission d'un guide d'onde MIM pour de différent métaux (Ag, Au et Cu).....	55
Figure. III.4 : schéma d'un résonateur plasmonique circulaire.....	56
Figure. III.5 : spectre de transmission du premier résonateur proposé (circulaire) .....	57

Figure. III.6 : Variation de la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_M$ ) en fonction du R1.....	58
Figure. III.7 distribution du champ ( $H_y$ ) du système couplé des deux modes de résonance pour différentes valeur du R1.....	59
Figure. III.8 : schéma d'un résonateur plasmonique annulaire.....	61
Figure. III.9 : spectre de transmission du deuxième résonateur proposé (en anneau) .....	61
Figure. III.10 : Variation de la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_{res1,2}$ et 3) en fonction du R2.....	62
Figure. III.11 : schéma d'un résonateur plasmonique carré avec un défaut circulaire.....	63
Figure. III.12 : spectre de transmission du troisième résonateur proposé (d'un résonateur plasmonique carré avec un défaut circulaire) ..	63
Figure. III.13 : Variation de a) la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_M$ ), b) facteur de qualité et c) le rapport de transmission pour les trois modes de résonances en fonction du $R_{in}$ .....	64
Figure. III.14 distribution du champ ( $H_y$ ) du système couplé des deux modes de résonance pour différentes valeur du R1. ....	65
Figure. III.15 : la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano.....	66
Figure. III.16 : spectre de transmission la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano pour différent valeur de $R_{in1}$ .....	66
Figure. III.17 : a) La transmission et la FWHM de la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano pour le mode 1, b) La transmission et la FWHM la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano pour le mode 2 pour différent valeur de $R_{in1}$ . ....	67
Figure. III.18 : a) la structure du capteur RI plasmonique proposé, b) Spectre de transmission du capteur RI plasmonique proposé . ....	68

## Liste des tableaux

Tableau III.1 : La longueur d'onde de résonance, facteur de qualité Q et le rapport de transmission des deux modes pour différents valeur de R1 .....	57
Tableau III.2 : La longueur d'onde de résonance et le rapport de transmission des deux modes pour différents valeur de R2. ....	262
Tableau III. 3 : La longueur d'onde de résonance, Facteur de qualité et le rapport de transmission des Trois modes de résonances pour différents valeur de $R_{in}$ .....	64

Tableau III. 4 : La transmission des deux modes pour différents valeur de  $R_{in1}$ . ..... 64

Tableau III. 5 : FWHM des deux modes pour différents valeur de  $R_{in1}$  ..... 64

# Liste des acronymes

FSR : free spectral range

FDTD : différences finies dans le domaine temporel

TE : Transverse Electrique, polarisation TE

TM : Transverse Magnétique, polarisation TM

Le plasmon de surface localisé (LSP)

LSPR : Localized Surface Plasmon Resonance

SPP : plasmon polariton de surface (PPS)

RR : Ring Resonator

ISL : Intervalle spectral libre

WGM l'anglais Whispering Gallery Mode

## List des symboles

$\lambda$  : Longueur d'onde

$\lambda_0$  : Longueur d'onde de résonance

R : Rayon du résonateur

n : Indice de réfraction

$n_{eff}$  : Indice de réfraction effectif

$\mathbf{k}^{\rightarrow}$  : Vecteur d'onde.

c : Célérité de la lumière dans le vide.

$\epsilon$  : Permittivité diélectrique.

S : Sensibilité

Q : Facteur de Qualité

$T_c$  : rapport de transmission

$n_{eff}$  : l'indice effectif du mode guidé du micro-résonateur

$e$  : la charge de l'électron.

$m$  : la masse de l'électron.

$\epsilon_0$  : la constante diélectrique du vide.

$\mu_0$  : la perméabilité du vide

$f$  : Finesse

$\delta\lambda$  : La largeur à mi-hauteur  $\delta$

$fwhm$  : La largeur à mi-hauteur (*full width at half maximum*)

$\epsilon$  : la permittivité du milieu.

$\theta_m$  : l'angle incident du rayon lié à la constante



***Introduction générale***

# ***Introduction générale***

Les résonateurs optiques à modes guidé ou modes de galerie, qu'ils soient conçu sous forme de anneaux, disques, cubes ou hippodromes, sont devenus les éléments constitutifs clés de nombreux composants photoniques et plasmonique de haute performance. Ils sont utilisés dans de nombreux domaines de l'optique moderne, tel que la télécommunication, bio-détection, surveillance et la sécurité. Leurs utilisations sont gouvernées par la nécessité, augmenter la longueur effective d'interaction en spectroscopie, de multiples recirculations de la lumière pour maintenir une oscillation laser, exalter les interactions dans le cas de mélange d'ondes, augmenter la résolution de mesures interférométriques, etc. Pour ces applications, les propriétés optiques déterminantes telles qu'une transmission élevée, un facteur de qualité (Q) élevé et une grande finesse ne peuvent être achevés que par la réalisation de micro-cavités en utilisant des miroirs de très hautes réflectivités, le but est de présenter les plus faibles pertes associées à des éléments optiques les plus transparents possibles.

Un micro-résonateur est un ensemble de guides d'ondes dans lequel au moins l'un est une boucle fermée couplée à une sorte d'entrée et de sortie de lumière. (Ceux-ci peuvent être, mais sans s'y limiter, des guides d'ondes). Lorsque la lumière de la longueur d'onde de résonance passe à travers la boucle à partir du guide d'ondes d'entrée, elle s'accumule en intensité sur plusieurs allers-retours en raison d'interférences constructives et est émise vers le guide d'ondes du bus de sortie qui sert de guide d'ondes de détecteur. Du fait que seules quelques longueurs d'onde sélectionnées seront en résonance dans la boucle, le résonateur optique fonctionne comme un filtre [1].

Récemment, les micro-résonateurs plasmoniques ont été utilisés dans une grande variété d'applications de filtrage et de bio-détection en raison de leurs avantages inhérents. Les structures plasmonique [2] sont des matériaux métalliques supportant un plasma d'électrons conducteurs qu'on appelle les plasmons de surface (surface plasmons, SP) [3], de nombreuses études portent sur le développement de capteurs optiques qui supportent le phénomène des SP [4], de ce fait, le domaine de la plasmonique correspond à l'étude des interactions lumière-métal

Afin de supporter un SP, les structures plasmoniques sont composés d'un métal ayant une constante diélectrique avec une partie réelle négative et une partie imaginaire positive. L'or et l'argent sont des métaux conducteurs qui respectent ces conditions et sont les plus efficaces à des fréquences optiques dans le visible et l'infrarouge [5, 6]. De plus, l'or et l'argent offrent une bonne chimie de surface permettant la formation des monocouches auto-assemblées (Self Assembled

Monolayer, SAM) avec les composés ayant un groupement thiol. Par contre, il est important de préciser que l'argent a l'inconvénient de s'oxyder aisément et que l'Ag<sub>2</sub>O n'est pas actif en plasmonique. Pour ces raisons, malgré son prix élevé, l'or est considéré comme le standard pour effectuer de la plasmonique tant en recherche académique qu'en industrie.

Ce travail a pour objectif de l'étude et la conception des micro-résonateurs optiques à base des structures plasmonique, En utilisant le logiciel de simulation Full Wave développé par logiciel Rsoft CAD. Le présent manuscrit est structuré en trois chapitres répartis comme suit :

Le premier chapitre sera un chapitre introductif consacré à l'étude théorique des micro-résonateurs optique et à la présentation des différentes applications des résonateurs optiques.

Le deuxième chapitre, sera consacré à fournir des informations générales sur la plasmonique, étude théorique des structure plasmonique (guides, cavités résonantes de taille très réduite, couplage guide cavité..... etc.). En fin la présentation des résonateur plasmonique, et énumération ces applications (capteur, filtre, multiplexeur ...) et ces avantages.

Dans le troisième chapitre sera divisé en deux parties. La première partie nous allons étudies en détail le logiciel **Rsoft CAD**, en suite nous présenterons la méthode de calcul FDTD ( Finite-Difference Time-Domain). La deuxième partie sera dédiée à la description de la structure plasmonique étudiée dans ce travail. Ensuite nous présenterons les résultats de simulation concernant l'étude des micro-résonateurs optique en changeant les paramètres géométriques et physiques dans le but d'améliorer la transmission et le facteur de qualité (Q) afin d'augmenter les performances de l'élément optique et améliorer propriétés optiques déterminant son fonctionnement dans divers application telle que la détection , spectroscopie, filtrage ,etc.

A la fin, nous terminerons ce travail par une conclusion générale et perspective.



***Chapitre I : Théorie sur les  
micro-résonateurs optique***

### I.1. Introduction

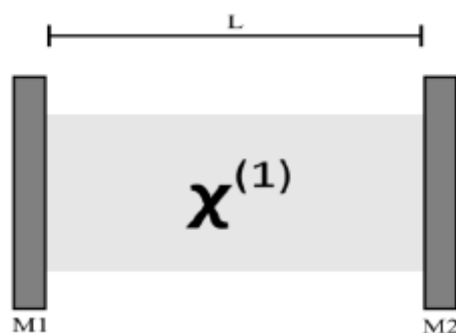
Ce chapitre introduit le lecteur aux principes des résonateurs optiques pour ensuite extrapoler et traiter le cas des micros résonateurs optiques. Les notions abordées permettront une compréhension des facteurs en causes pour l'atteinte de l'objectif de ce mémoire, soit l'étude de différents types de micro résonateurs optiques et leur utilisation afin de générer des fréquences par mélange quatre ondes en cascade. Une revue de littérature est présente dans la dernière section de ce chapitre afin de familiariser le lecteur avec les avancements du domaine de recherche associée à ce mémoire.

### I.2. Résonateur optique

Dans cette section, le principe de résonateur optique est abordé. Un cas général et simplifié du résonateur optique sera traité et la résolution du modèle mathématique qui s'y rattache permettra d'introduire des notions importantes, telles les modes de résonance et le facteur de qualité.

#### I.2. 1. Approche théorique

Un résonateur optique, ou une cavité optique, est un dispositif dans lequel la lumière est confinée afin de former, au moins partiellement, des ondes stationnaires. L'onde optique est limitée à un parcours clos et peut potentiellement subir des pertes. Dans le but de produire une dérivation élémentaire et d'en extraire une signification physique, un modèle simplifié sera considéré. Dans ce modèle, le milieu intra cavité est constitué d'un milieu dont la susceptibilité magnétique est supposée nulle et dont la réponse linéaire suite à une excitation par un champ électromagnétique sera proportionnelle à la susceptibilité électrique de premier ordre [7]. Un tel milieu peut être de l'air, par exemple. Ce modèle est illustré à la figure 1.1.



**Figure I.1 :** Schéma simple d'un résonateur optique de longueur L composé des miroirs M1 et M2 d'un milieu de susceptibilité électrique  $\chi^{(1)}$ .

Il sera considéré pour l'instant que les miroirs ont des réflectivités de 100 % et que le milieu intra cavité possède une absorption nulle. Une onde monochromatique qui se propage dans le résonateur optique est maintenant considérée. Le champ électrique  $E(\vec{r}, t)$  associée à cette onde doit respecter l'équation d'onde, où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide :

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E(\vec{r}, t) = 0 \quad (I.1)$$

En supposant les variations temporelles et spatiales de la fonction d'onde  $E(\vec{r}, t)$  séparables, le champ électrique à l'intérieur du résonateur peut être exprimé comme :

$$E(\vec{r}, t) = R(\vec{r})\Phi(t). \quad (I.2)$$

En substituant la fonction d'onde  $E(\vec{r}, t) = R(\vec{r})\Phi(t)$  dans l'équation d'onde, l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{\nabla^2 R(\vec{r})}{R(\vec{r})} = \frac{1}{c^2 \Phi(t)} \frac{\partial^2 \Phi(t)}{\partial t^2} = -k^2 \quad (I.3)$$

L'équation (1.3) permet de conclure que les parties spatiale et temporelle de l'équation d'onde sont égales à une même constante, appelée ici  $-k^2$ .

En manipulant algébriquement la portion spatiale de l'équation (1.3) il est possible d'obtenir l'équation (1.4). Cette équation, qui décrit la forme d'onde spatiale selon l'axe  $\vec{r}$  indépendamment du temps, est appelée équation de Helmholtz.

L'équation (1.5) est quand elle la portion temporelle de l'équation (1.3). On remarque la similitude entre cette équation différentielle et l'équation caractéristique de l'oscillateur harmonique de fréquence angulaire  $\omega$  (équation (1.6)). Rappelons ici que la fréquence angulaire est proportionnelle à la fréquence telle que  $\omega = 2\pi f$ . Il peut rapidement être déduit que dans la situation présente la fréquence angulaire est égale au produit entre la vitesse de la lumière et  $k$ , donc que  $\omega = kc$ . Ainsi, la constante  $k$ , posée arbitrairement, s'avère être le nombre d'onde angulaire [8,9].

$$\nabla^2 R + k^2 R(\vec{r}) = (\nabla^2 + k^2)R(\vec{r}) = 0, \quad (I.4)$$

$$\frac{1}{c^2 \Phi(t)} \frac{\partial^2 \Phi(t)}{\partial t^2} = -k^2 \Rightarrow \frac{\partial^2 \Phi(t)}{\partial t^2} = -k^2 c^2 \phi(t) \Rightarrow \frac{\partial^2 \Phi(t)}{\partial t^2} + k^2 c^2 \phi(t) = 0 \quad (I.5)$$

$$\frac{d^2 \Phi(t)}{dt^2} + \omega^2 \Phi(t) = \left( \frac{d^2}{dt^2} + \omega^2 \right) \Phi(t) = 0 \quad (I.6)$$

Des conditions limites sont nécessaires la résolution de l'Équation (1.4). On suppose alors qu'un champ transverse, sans composante selon l'axe de propagation, se propage dans la cavité selon l'axe z. Si on considère que les interfaces du résonateur optique sont de conductivité Électrique in nie, la composante transverse du champ Électrique sera nulle sur ces interfaces :

$$R(\sim r) = 0 \text{ lorsque } z = 0 \text{ et } R(\sim r) = 0 \text{ lorsque } z = L. \quad (1.7)$$

La solution qui satisfait les conditions des Équations (1.4) et (1.7) est la suivante :

$$R(\sim r)_l = R_{0l} \sin(k_l z) \quad \text{où } k_l = \frac{l\pi}{L} \quad l = 0, 1, 2, \dots \quad (1.8)$$

L'Équation (1.8) correspond en fait une famille de solutions. Cette famille de solutions représente les modes du résonateur optique en une seule dimension. L'indice l est associé

- ✓ nombre d'onde angulaire est relié la longueur d'onde par l'équation  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ .
- ✓ Il est noté que le nombre d'onde dépend de l'indice de réfraction du milieu de propagation qui dépend quant lui de la susceptibilité Électrique ( $\chi$ ) de ce même milieu.

L'indice de réfraction d'un milieu est donné par  $n_r = \sqrt{1 + R\{X\}}$  . Le nombre d'onde associé devient  $k = n_r k_v$  ou  $k_v$  correspond une propagation dans le vide [10].

Les interfaces sont ici les miroirs, aux positions  $z = 0$  et  $z = L$

Dans le cas où la conductivité Électrique des interfaces n'est pas in nie, des pertes sont engendrés aux interfaces et modifient ainsi la solution obtenue. Ce sujet sera abordé sous peuce degré de liberté unique et correspond un mode de résonance particulier. Il est possible de montrer que chacun des modes est en fait la somme de deux ondes, une se propageant en direction z positive et l'autre en direction z négative. Comme ces deux ondes sont d'amplitudes égales et de directions opposés, l'onde totale est dite stationnaire. Elle est con néo dans le résonateur et oscille plut t que de se propager dans un milieu libre. L'onde stationnaire possède

une Évolution temporelle qui est périodique en oscillant avec une amplitude qui dépend de la position longitudinale (solution de l'Équation (1.6)). Toute onde composée d'une superposition de ces modes peut exister dans la cavité, alors que toute autre onde ne pourra jamais subsister long terme dans la cavité [11] :

$$R(\vec{r}) = \sum_l R_{0l} \sin(k_{lz}) \quad (\text{I.9})$$

$$E(\vec{r}, t) = \emptyset_0 \cos(\omega t) \sum_l R_{0l} \sin(k_{lz}) \quad (\text{I.10})$$

La condition  $k_l = \frac{l\pi}{L}$  est imposée par les conditions limites de la cavité résonante parfaite. Comme la longueur d'onde est donnée par  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ , ou  $k$  est le nombre d'onde, on peut déduire

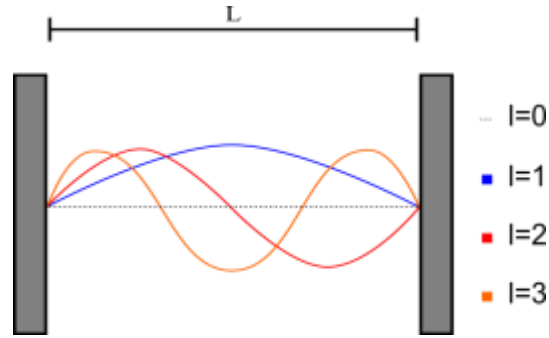
$$\lambda_l = \frac{2L}{l}, \quad f_l = \frac{lc}{2L} \quad (\text{I.11})$$

De plus, il est possible de déterminer la différence de fréquence entre deux modes consécutifs  $l$  et  $l+1$ . Cette différence porte le nom de plage spectrale libre (free spectral range), qui sera dorénavant nommée FSR. Le FSR dépend de la taille du résonateur, c'est-à-dire du parcours optique que franchit la lumière dans le résonateurs, et quantifie l'espacement entre chacun des modes consécutifs présents dans un résonateurs optique. Pour une cavité idéale de taille fixe, le FSR est constant en fréquence alors qu'il dépend explicitement de la longueur d'onde du mode de résonance s'il est exprimé par rapport la longueur d'onde (1.13). De plus, si  $L \gg \lambda_l$ , l'Équation 1.13 peut être simplifiée.

$$\Delta f_{FSR} = f_{l+1} - f_l = \frac{c}{2L} \quad (\text{I.12})$$

$$\Delta \lambda_{FSR} = \lambda_l - \lambda_{l+1} = \frac{\lambda_l^2}{2L + \lambda_l} \simeq \frac{\lambda_l^2}{2L} \quad (\text{I.13})$$

infinité de configurations d'ondes stationnaires peut exister dans un résonateurs optique. Un exemple imagé de quelques modes de résonance longitudinaux est présenté la figure 1.2.



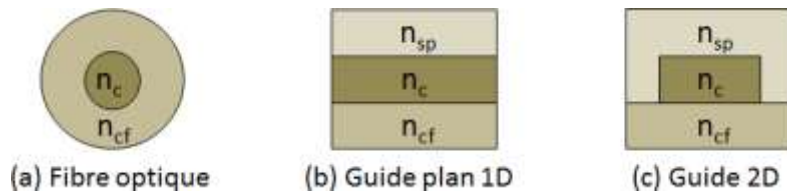
**Figure I.2 :** Illustration simplifiée des quatre premiers modes longitudinaux d'un résonateur optique parfait, sans perte. Les champs Electromagnétiques qui peuvent exister dans les résonateurs doivent correspondre aux modes de résonance de la cavité qui dépendent de la longueur  $L$  de la cavité.

L'amplitude des modes est arbitraire sur cette figure.

### **I.3. Propagation avec l'approche de l'optique géométrique**

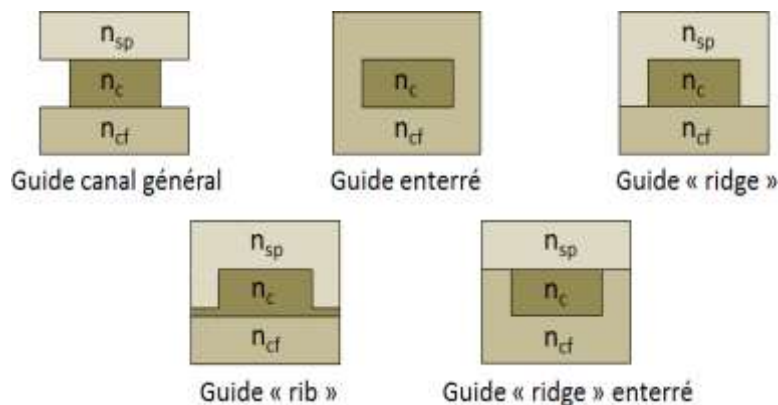
L'optique intégrée permet de miniaturiser les dispositifs, et d'intégrer différentes fonctions complexes sur un même composant, suivant le modèle des puces électroniques. Les guides d'onde constituent la base de nombreux dispositifs en optique intégrée [12]. Les guides d'onde utilisés entre autres pour les télécommunications, composent différentes fonctions optiques comme des fonctions de couplage [13], de multiplexage [14], de modulation [15], de filtrage [16],... Ils sont aussi utilisés dans des applications de capteurs comme les guides d'onde résonant ou anti-résonant, les interféromètres ou encore les micro-résonateurs et sont intégrés sur des plateformes destinées à la détection.

Un guide d'onde permet de confiner et de transporter la lumière d'un point à un autre. La figure 1.3 présente les différents types de guides d'onde existants. L'exemple le plus connu est la fibre optique, notamment suite au développement des télécommunications optiques. Mais il est difficile de pouvoir intégrer les fibres optiques. Ces dernières étant majoritairement utilisées pour réaliser des capteurs distribués. Afin d'obtenir des capteurs pour une détection locale, d'autres types de guides d'onde, comme les guides d'onde plans à confinement unidimensionnel ou les guides d'onde à confinement bidimensionnel, pouvant, quant à eux, être intégrés, ont été développés.



**Figure I.3** : Différents types de guides d'onde : (a) fibre optique, (b) guide plan unidimensionnel et (c) guide à confinement bidimensionnel.  $n_{sp}$ ,  $n_c$  et  $n_{cf}$  correspondent aux indices de réfraction du confinement supérieur ou superstrat, du cœur et du confinement inférieur respectivement.  $n_c$  est l'indice de réfraction le plus élevé.

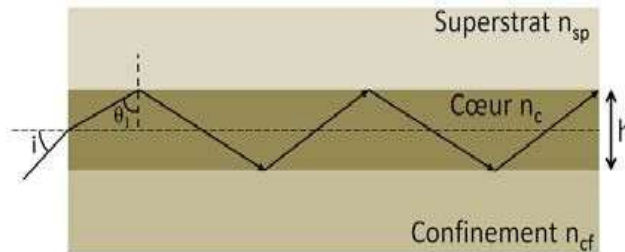
La **figure I.4** représente les vues en coupe des principales structures existantes pour des guides d'onde bidimensionnels.



**Figure I.4** : Vue en coupe des différentes configurations de guides d'onde à confinement bidimensionnel.  $n_{sp}$ ,  $n_c$  et  $n_{cf}$  correspondent aux indices de réfraction du superstrat, du cœur et du confinement inférieur respectivement.  $n_c$  est l'indice de réfraction le plus élevé.

Dans cette thèse, les micro-résonateurs étudiés sont conçus à partir de guides d'onde bidimensionnels ridges ou ribs. L'étude de la propagation de la lumière dans un guide d'onde optique peut se faire avec deux approches différentes : l'optique géométrique et la résolution des équations de Maxwell, dite théorie électromagnétique utilisée en optique physique. Les notions d'optique guidée sont présentées avec l'étude d'un guide plan.

Un guide d'onde plan, représenté sur la figure 1.5, est constitué d'une couche guidant, ou de cœur, d'indice de réfraction  $n_c$  et de hauteur  $h$ , entourée par une couche de confinement inférieur d'indice de réfraction  $n_{cf}$  et d'une couche de confinement supérieur, ou superstrat, d'indice de réfraction  $n_{sp}$ .



**Figure I.5 :** Schéma du guide plan.  $h$  est la hauteur de la couche de cœur du guide plan.  $n_{sp}$ ,  $n_c$  et  $n_{cf}$  correspondent respectivement aux indices de réfraction du superstrat, du cœur et du confinement inférieur.

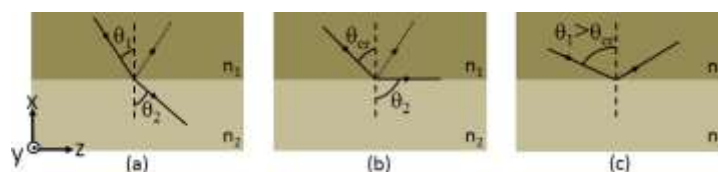
Les indices de réfraction des couches composant le guide d'onde sont choisis de façon à obtenir :  $n_c > n_{cf}$  et  $n_c > n_{sp}$ . L'indice de réfraction de chacun de ces matériaux est défini comme le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide  $c$  et la vitesse  $v$  de la lumière dans le matériau traversé :

$$n = \frac{c}{v} \quad (I.14)$$

Ainsi la lumière est confinée et guidée dans la couche de cœur grâce au phénomène de réflexion totale interne (figure I.6). Selon l'approche géométrique, la lumière est guidée dans la couche de cœur par confinement aux deux interfaces la délimitant :

- l'interface inférieure : entre la couche de cœur et la couche de confinement inférieur
- l'interface supérieure : entre la couche de cœur et le superstrat

Dans un premier temps, nous nous intéressons à une interface, représentée sur la figure I., entre deux milieux d'indice de réfraction  $n_1$  et  $n_2$



**Figure I.6 :** Schéma de l'interface entre deux milieux d'indice de réfraction  $n_1 > n_2$ .

Dans tous les cas, une réfraction s'accompagne d'une réflexion. (a)  $\theta_1 < \theta_{cr}$ , le rayon lumineux incident est réfracté avec un angle  $\theta_2$  dans le milieu 2. (b)  $\theta_1 = \theta_{cr}$ , le rayon incident est réfracté avec un angle maximal  $\theta_2$  (c)  $\theta_1 > \theta_{cr}$ , le rayon incident est réfléchi dans le milieu 1

La loi de Snell-Descartes (équation I.15) décrit la relation entre l'angle incident  $\theta_1$  et l'angle de réfraction  $\theta_2$  d'un rayon de lumière incident à l'interface des deux milieux [17] :

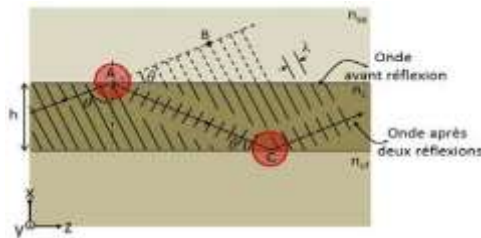
$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (I.15)$$

2 . L'angle critique, représenté sur la figure I.17 (b), est alors défini par

$$\theta_{sp} = \arcsin(n_2/n_1) \quad (I.16)$$

$$n_{sp} = \arcsin = n_{sp} / n_c, \quad n_{cf} = \arcsin n_{cf} / n_c \quad (I.17)$$

La condition de réflexion totale est donc satisfaite dès que l'angle incident  $\theta$  est supérieur aux angles critiques  $\theta_{cf}$  et  $\theta_{sp}$ . Une seconde condition de propagation, représentée sur la figure 1.7 impose que l'onde propagée se répète elle-même après deux réflexions aux interfaces.



**Figure I.7** : Condition de propagation : l'onde réfléchi 2 fois en A et en C se répète elle-même.  $\theta$  h est la hauteur de la couche de cœur.  $\lambda$  est la longueur d'onde de la lumière propagée dans le cœur.  $n_{sp}, n_c$  et  $n_{cf}$  correspondent aux indices de réfraction du superstrat, du cœur et du confinement inférieur respectivement [18].

## I.4. Propagation avec l'approche de la théorie électromagnétique

### 1.4.1 Équation de propagation

L'approche basée sur l'optique géométrique permet de bien comprendre le principe de propagation d'un faisceau lumineux dans un guide d'onde. Lorsque les valeurs des dimensions géométriques du guide et celle de la longueur d'onde deviennent comparables, comme dans le cas de l'optique intégrée, il est nécessaire d'utiliser la théorie électromagnétique afin d'avoir une description complète de la propagation de la lumière. Le guide étudié est le guide plan de la figure I.8 de la partie précédente . Dans notre cas, les guides d'onde étudiés sont réalisés avec des matériaux diélectriques et non magnétiques

avec des sources de charges nulles et une densité de courant nulle, les équations de Maxwell s'écrivent [19] :

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (I.18)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (I.19)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial H^z}{\partial t} \quad (I.20)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = \epsilon \frac{\partial H^z}{\partial t} \quad (I.21)$$

avec  $\vec{E}$  le champ électrique,  $\vec{H}$  le champ magnétique,  $\mu_0$  la perméabilité du vide et  $\epsilon$  la permittivité du milieu.

Les équations I.20 et I.21 sont combinées pour obtenir les équations d'onde. Ces équations de propagation d'une onde optique, se propageant suivant l'axe (z) s'écrivent :

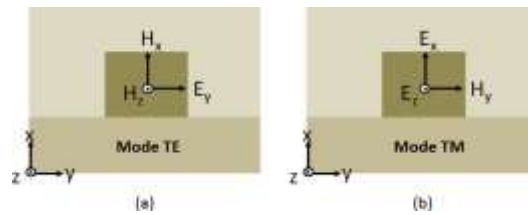
$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E^x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E^x}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta_m^2] E^x = 0 \\ \frac{\partial^2 H^x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H^x}{\partial y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta_m^2] H^x = 0 \end{cases} \quad (I.22)$$

Dans le cas du guide plan de la figure 2.3, l'onde optique, propagée selon (z), est confinée dans la direction (x) et le profil d'indice est constant dans la direction (y).

Les équations d'onde I.22 sont alors réécrites comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E^x}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta_m^2] E^x = 0 \\ \frac{\partial^2 H^x}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta_m^2] H^x = 0 \end{cases} \quad (I.23)$$

Il existe deux états de polarisation différents pour les modes guidés : le mode Transverse Électrique TE et le mode Transverse Magnétique TM, représentés sur la



**Figure I.8** : – Représentation des polarisations : (a) le mode Transverse Électrique TE et (b) le mode Transverse Magnétique TM.

Les équations d'onde I.23 deviennent en tenant compte de l'équation (I.8) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x) - n_{effm}^2] E_y &= 0, \quad \text{pour TE} \\ \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + k_0^2 [n^2(x) - n_{effm}^2] H_y &= 0, \quad \text{pour TM} \end{aligned}$$

avec  $h$  la hauteur de la couche de cœur.

Ces équations différentielles du second ordre sont résolues pour le profil d'indice suivant :

$$n(x) \begin{cases} n_{sp}, & \text{pour } h < x \\ n_c, & \text{pour } 0 < x < h \\ n_{cf}, & \text{pour } x < 0 \end{cases} \quad (I.24)$$

L'équation 2.19 se réécrit, de manière généralisée avec  $\Psi$  remplacé par  $E$  pour les modes TE et par  $H$  pour les modes TM, comme suit :

$$\begin{cases} \frac{\delta^2 \Psi_y}{\delta x^2} + k_0^2 [n_{sp}^2(x) - n_{effm}^2] \Psi_y = 0, \text{ pour } h < x \text{ et } k_0^2 [n_{sp}^2(x) - n_{effm}^2] < 0 \\ \frac{\delta^2 \Psi_y}{\delta x^2} + k_0^2 [n_c^2(x) - n_{effm}^2] \Psi_y = 0, \text{ pour } 0 < x < h \text{ et } k_0^2 [n_c^2(x) - n_{effm}^2] > 0 \\ \frac{\delta^2 \Psi_y}{\delta x^2} + k_0^2 [n_{cf}^2(x) - n_{effm}^2] \Psi_y = 0, \text{ pour } 0 < x < h \text{ et } k_0^2 [n_{cf}^2(x) - n_{effm}^2] < 0 \end{cases} \quad (I.25)$$

### Solutions générales

Les solutions générales de ces équations sont données dans l'équation I.25 :

$$\begin{cases} \Psi_y(x) = \Psi_0 \exp\left(k_0 \sqrt{[n_{effm}^2 - n_{sp}^2]}(h - x)\right), \text{ pour } h < x \\ \Psi_y(x) = \Psi_0 \begin{cases} \cos\left(k_0 \sqrt{[n_c^2 - n_{effm}^2]}x\right), \text{ pour } m \text{ pair et } 0 < x < h \\ \sin\left(k_0 \sqrt{[n_c^2 - n_{effm}^2]}x\right), \text{ pour } m \text{ impair et } 0 < x < h \end{cases} \\ \Psi_y(x) = \Psi_0 \exp\left(k_0 \sqrt{[n_{effm}^2 - n_{cf}^2]}x\right), \text{ pour } x < 0 \end{cases} \quad (I.26)$$

#### I.4.2 Méthode de l'indice effectif :

La méthode de l'indice effectif est une méthode simple qui permet de trouver une valeur, de l'indice effectif du mode guidé  $m$ , approximative mais proche de la réalité. L'étude de la propagation de la lumière dans un guide ridge se base sur un outil mathématique qui permet de séparer les deux variables d'espace ( $x$  et  $y$ ). Le champ électromagnétique s'écrit alors sous la forme suivante :  $\Psi = \Psi_x(x)\Psi_y(y)$ . Les équations 2.17 généralisées deviennent :

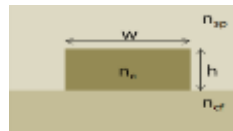
$$\frac{1}{\varphi_x(x)} \frac{\delta^2 \varphi_x(x)}{\delta x^2} + \frac{1}{\varphi_y(y)} \frac{\delta^2 \varphi_y(y)}{\delta y^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - \beta_m^2] = 0 \quad (I.27)$$

$\Psi$  est remplacé par E pour le champ électrique et par H pour le champ magnétique.

La variable, indépendante en x,  $k^2 n_{eff}(y)$  est introduite dans l'équation I.27 et permet de séparer l'équation I.27 en deux équations indépendantes :

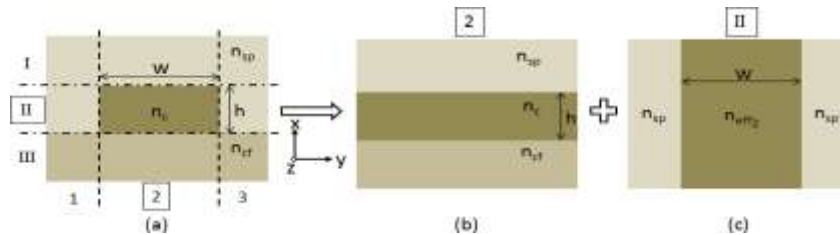
$$\begin{cases} \frac{\delta^2 \Psi_x(x)}{\delta x^2} + [k_0^2 n^2(x, y) - k_0^2 n_{effm}^2(y)] \Psi_x(x) = 0 \\ \frac{\delta^2 \Psi_x(y)}{\delta y^2} + [k_0^2 n_{effm}^2(y) - \beta_m^2] \Psi_y(y) = 0 \end{cases} \quad (I.28)$$

La méthode de l'indice effectif est décrite ci-après pour la détermination de l'indice effectif d'un guide d'onde ridge de dimensions h et w ; guide ridge utilisé par la suite et dont une représentation en coupe est donnée sur la figure I.9.



**Figure I.9 :** Représentation de la vue en coupe d'un guide d'onde ridge de hauteur h et de largeur w.

Les étapes de la méthode de l'indice effectif sont décrites sur la figure I.10.



**Figure I.10 :** Schéma de la méthode de l'indice effectif pour un guide d'onde ridge :

(a) Le guide ridge est découpé en 3 régions horizontales (I, II et III) et verticales (1, 2 et 3) ;

(b) 1ère étape : calcul de l'indice effectif de la région 2 correspondant à un guide plan dans la direction x ;

(c) 2ème étape : Calcul de l'indice effectif du guide d'onde plan dans la direction (y) en utilisant l'indice effectif calculé grâce à l'étape précédente comme indice de réfraction du cœur.

le guide ridge est divisé en différentes régions : 3 régions horizontales (I, II et III) et 3 régions verticales (1, 2 et 3). Dans un premier temps, à l'aide de l'équation 2.32a, l'indice effectif  $n_{effm2}$  du guide plan de hauteur h, dans la direction (x), est déterminé (figure I.10(b)) dans la région 2. Dans un deuxième temps, un guide plan de hauteur w défini dans la direction (y) (figure I.10 (c)) avec pour indice de réfraction de la couche de cœur, l'indice effectif  $n_{effm2}$  calculé dans la région 2. Pour déterminer l'indice effectif  $n_{effm2}$  des modes guide dans le guide ridge, est utilisée dans le guide d'onde plan de hauteur w correspondant à la région II. La méthode de l'indice effectif permet donc de déterminer les

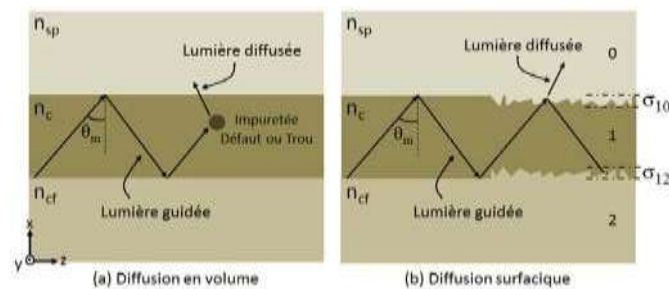
caractéristiques de propagation, notamment l'indice effectif et le nombre de modes guidés, dans un guide ridge. Ces caractéristiques déterminées à partir de l'équation de dispersion 2.26, dépendent de la longueur d'onde, des indices de réfraction des matériaux et de la taille (hauteur  $h$  et largeur  $w$ ) du guide ridge.

### 1.4.3 Pertes optiques dans les guides d'onde :

Les pertes optiques totales, notées  $\alpha_{pertes}$ , sont l'addition de ces trois types de pertes. On parle de pertes linéiques  $\alpha_{pertes}$  lorsqu'elles sont exprimées en  $\text{cm}^{-1}$  ; un simple facteur Multiplicateur de 4,3 permet de les exprimer en  $\text{dB}/\text{cm}^{-1}$ , unité plus usitée ans le doMaine de l'optique guidée. Les pertes optiques totales  $\alpha_{pertes}$  sont donc définies comme :

$$\alpha_{pertes} = \alpha_d + \alpha_a + \alpha_r \quad (\text{I.29})$$

**Les pertes de diffusion :** Il existe deux types de pertes de diffusion, représentées sur la figure 1.11 : les pertes de diffusion en volume et les pertes de diffusion surfacique.



**Figure I.11** : Schéma des pertes de diffusion : (a) en volume (b) surfacique.

$\sigma$  représente la rugosité de surface.

Les pertes de diffusion en volume sont dues à des imperfections du guide d'onde (comme des impuretés, des défauts cristallins ou encore des trous). Si ces pertes sont souvent négligées [20], elles ne le sont plus lorsqu'il s'agit de matériaux poreux (comme le silicium poreux que nous allons étudier)[21].

Quant aux pertes de diffusion de surface, elles sont principalement dues à la rugosité présente à la surface des guides d'onde après l'étape de réalisation technologique. Lors de l'étude de la propagation de la lumière avec une approche d'optique géométrique, nous avons vu que la lumière se réfléchit à chaque interface le long du guide d'onde. Ainsi, la lumière subit des pertes optiques à chaque fois qu'elle rencontre la surface à cause des

perdes de diffusion de surface. Les pertes de diffusion dues à la rugosité de surface ont été décrites par Tien [22] et sont données par :

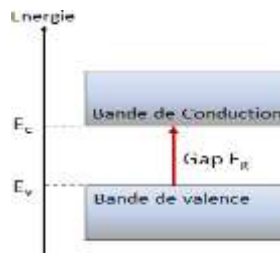
$$\alpha_d(dB/cm) = 4.3k^2 \left( \frac{1 \cos^2 \theta_m}{2 \sin \theta_m} \right) \left[ \frac{1}{h + \left( \frac{1}{\rho_{10}} \right) + \left( \frac{1}{\rho_{12}} \right)} \right] \quad (I.30)$$

où  $\theta_m$  est l'angle incident du rayon lié à la constante

**Les pertes d'absorption :**

Les pertes par absorption sont de deux types : les absorptions dues aux transitions électroniques et celles dues aux vibrations de liaisons.

Les niveaux d'énergie permis des électrons forment des bandes, représentées sur la figure 1.12.



**Figure I.12 :** Niveaux énergétiques d'un matériau, structure en bandes.

La dernière bande complètement remplie est appelée la bande de valence d'énergie  $E_v$ , elle est séparée par une bande interdite appelée gap d'énergie  $E_g$  de la bande de conduction d'énergie  $E_c$  qui, quant à elle, est vide ou partiellement remplie.

Pour passer d'un niveau d'énergie à un autre, l'électron a besoin d'énergie. Il va venir la chercher en absorbant l'énergie d'un photon. L'absorption due aux transitions électroniques entre la bande de valence et de conduction n'est possible que pour les longueurs d'onde telles que l'énergie du photon soit supérieure à l'énergie du gap :

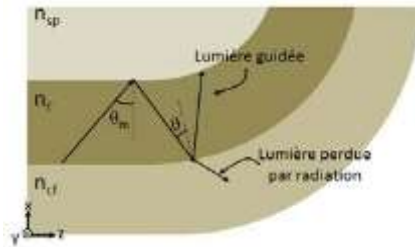
$$\lambda_c = \frac{2\pi k_c}{E_g} \quad (I.31)$$

avec  $k$  la constante de Planck réduite. L'énergie lumineuse est transformée en énergie électronique et la lumière guidée dans le guide d'onde est alors atténuée.

**Les pertes radiatives :**

La lumière est aussi atténuée par un effet radiatif, dans lequel la lumière s'échappe de la couche de cœur et n'est alors plus guidée. Dans le cas d'un guide d'onde rectiligne, ces pertes sont généralement négligées [20]. En revanche, elles sont à prendre en compte dans

le cas d'un guide d'onde courbé, que l'on rencontre dans les micro-résonateurs en forme d'anneau ou d'hippodrome. Dans le cas de l'approche géométrique, lorsque le guide d'onde est courbé, les conditions sur les angles incidents ne sont plus respectées, et la lumière est perdue aux interfaces inférieure et supérieure (figure 1.13).



**Figure I.13** : Schéma des pertes radiatives dans un guide d'onde courbe.

D'après la méthode développée par Marcatili [23], les pertes radiatives par courbure dépendent exponentiellement du rayon  $R$  de courbure du guide d'onde :

$$\alpha_r(\text{dB/cm}) = C_1 \exp(-C_2 R) \quad (\text{I.32})$$

Avec  $C_1$  et  $C_2$ , des constantes dépendantes des dimensions géométriques du guide d'onde et des indices de réfraction des matériaux le constituant [20, 23, 24].

La diminution des pertes radiatives se fait par le choix des matériaux, notamment par le choix d'un contraste d'indice de réfraction élevé, pour mieux confiner la lumière, et par le choix de la géométrie du guide courbe en prenant le rayon  $R$  le mieux adapté.

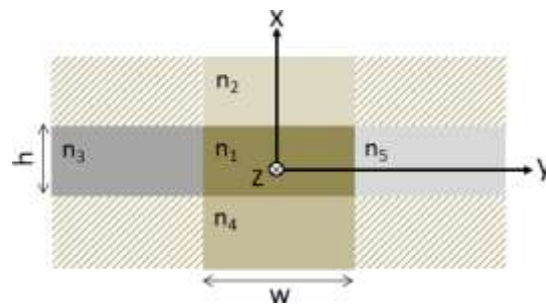
#### **1.4.4 Couplage entre deux guides : Méthode de Marcatili**

Aux interfaces supérieure et inférieure, une partie de la lumière est déconfinée et décroît de manière exponentielle dans le superstrat ou la couche de confinement inférieur. Les guides sont proches l'un de l'autre, il y a recouvrement des ondes évanescentes de chacun des guides, ce qui permet le couplage de la lumière d'un guide d'onde vers l'autre. Un micro-résonateur est constitué de guides d'onde rectilignes d'accès et d'extraction et d'une cavité résonante, séparés d'une distance, appelée gap  $g$ , permettant à la lumière de se coupler d'un guide d'onde vers l'autre avec un certain taux de couplage. Celui-ci va influencer la réponse du micro-résonateur ; il est donc intéressant de pouvoir estimer sa valeur. Il peut être déterminé à l'aide de la méthode de Marcatili [25] pour, à la fois, les modes TE et TM.

#### **Description des champs :**

Nous allons décrire ici la méthode pour des guides d'onde monomodes avec seulement

le mode fondamental TE qui se propage dans la couche de coeur . Dans cette méthode, il est supposé que la lumière est confinée dans la couche de cœur d'indice de réfraction  $n_1$  du guide d'onde . Dans les couches  $i$  d'indice de réfraction  $n_i$  autour de la couche de cœur, les profils d'intensité des champs E et H ont une décroissance exponentiel. La condition des zones. Hachurées est négligée.

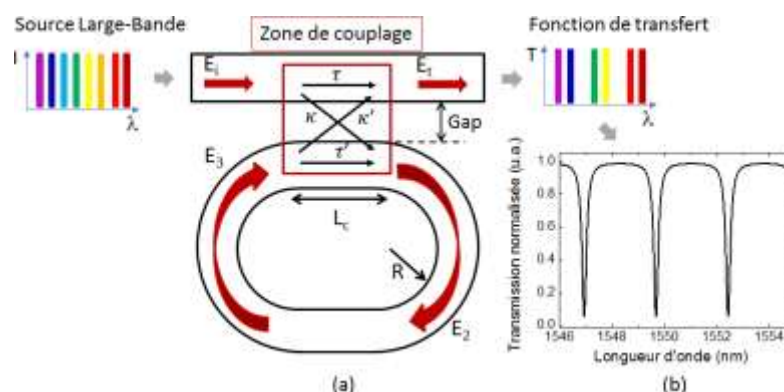


**Figure I.14 :** Section d'un guide d'onde ridge selon la méthode de Marcatili.

## I.5. Principe de fonctionnement d'un micro-résonateur

### I.5. 1. Fonction de transfert : caractéristiques spectrales

Un micro-résonateur en forme d'hippodrome est composé d'un guide d'accès couplé à une cavité résonante. Ces deux guides sont séparés d'une distance  $g$  appelée gap. La cavité résonante est en forme d'hippodrome défini par ses dimensions  $R$ , le rayon, et  $L_c$ , la longueur de couplage, représentées sur la figure 1.15. On parle d'anneau lorsque  $L_c$  est nulle.



**Figure I.15 :** Représentation du fonctionnement d'un micro-résonateur : (a) Schéma d'un micro-résonateur en forme d'hippodrome, (b) Fonction de transfert ou Transmission du micro-résonateur.

Un champ optique incident  $E_i$ , provenant d'une source large-bande, est injecté à l'entrée du guide d'accès et se propage dans le guide jusqu'à rencontrer une zone, appelée zone de couplage. Le champ optique se sépare alors en deux parties. Une première partie  $E_t$  est directement transmise, avec un coefficient de transmission  $\tau$ , vers la sortie du guide d'accès. L'autre partie  $E_2$  est couplée dans la cavité avec un coefficient de couplage  $\kappa$ . Après s'être propagé pendant un tour dans la cavité, le champ subit des pertes optiques prises en compte dans un facteur d'atténuation noté  $a$  ainsi qu'un retard  $\varphi$  pendant le tour. Le champ après un tour dans la cavité est noté  $E_3$ . Une partie de ce champ est couplée vers le guide rectiligne d'accès, avec un coefficient de couplage  $\kappa^0$  et se propage vers la sortie du guide d'accès. L'autre partie est transmise dans la cavité avec un coefficient de transmission  $\tau^0$ .

Les longueurs d'onde en phase avec les longueurs d'onde incidentes après un tour dans la cavité, résonnent par interférences constructives dans la cavité. Les longueurs d'onde couplées de la cavité résonante vers le guide d'onde d'accès interfèrent de constructivement avec les longueurs d'onde incidentes dans le guide d'onde d'accès.

Le spectre observé en sortie du guide rectiligne d'accès présente des extinctions de la transmission pour chaque longueur d'onde résonante comme représenté sur la figure 2.18b. Comme nous l'avons vu précédemment dans la partie 2.2.4, le formalisme des matrices de transfert [26] permet de relier le champ  $E_t$  au champ  $E_i$  en fonction des coefficients de couplage ( $\kappa$  pour guide rectiligne-cavité et  $\kappa^0$  pour cavité-guide rectiligne), des coefficients de transmission ( $\tau$  pour guide rectiligne-guide rectiligne et  $\tau^0$  pour cavité-cavité) et des pertes de couplage  $\alpha$ . La matrice de transfert est de la forme :

$$\begin{pmatrix} E_t \\ E_2 \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} \tau & j\kappa' \\ j\kappa & t' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_i \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (I.33)$$

Le développement de cette équation donne les relations suivantes :

$$E_t = \alpha(\tau E_i + j\kappa^0 E_3) \quad E_2 = \alpha(j\kappa E_i + \tau^0 E_3) \quad (I.34)$$

Le champ  $E_3$  correspond au champ  $E_2$  qui a parcouru un tour dans la cavité. Son exp

$$E_3 = a E_2 \exp(j\varphi) = a E_2 \exp(j \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L) \quad (I.35)$$

avec  $a$  le facteur d'atténuation du champ défini comme :

$$a = \exp\left(-\frac{\alpha_{pertes} L}{2}\right) \quad (I.36)$$

où  $\alpha_{pertes}$  est le facteur des pertes linéiques optiques

La circonférence de la cavité définie par :

$$L = 2\pi R + 2L_c \quad (\text{I.37})$$

La transmission complexe  $t(\lambda)$  du micro-résonateur, égale au rapport entre le champ de sortie  $E_t$  et incident  $E_i$ , est obtenue en résolvant par substitution les équations (I.34)

et (2.70). Elle est de la forme :

$$t(\lambda) = \frac{E_t}{E_i} = \frac{\alpha\tau - (kk' + tt')\alpha^2 \exp(j\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L)}{1 - \alpha a t' \exp(j\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L)} \quad (\text{I.38})$$

Dans la suite, nous supposons que la zone de couplage du micro-résonateur est symétrique et sans pertes, c'est à dire que le couplage de la cavité vers le guide rectiligne et le couplage du guide rectiligne vers la cavité sont identiques ainsi que la transmission cavité-cavité et guide rectiligne-guide rectiligne :  $\kappa^0 = \kappa$  et  $\tau^0 = \tau$  et que les pertes de couplage sont négligées,  $\alpha = 1$ . Dans cette hypothèse, la loi de conservation de l'énergie donne pour un coupleur symétrique et sans pertes :

$$\kappa^2 + \tau^2 = 1 \quad (\text{I.39})$$

L'équation (I.38) devient :

$$t(\lambda) = \frac{T - a \exp(j\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L)}{1 - a \exp(j\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L)} \quad (\text{I.40})$$

La transmission s'exprime aussi en intensité. Les intensités lumineuses du champ optique incident  $E_i$  et du champ transmis  $E_t$  sont définies par  $I_i = E_i^2$  et  $I_t = E_t^2$  respectivement. La transmission en intensité

$$T(\lambda) |t(\lambda)|^2 = \frac{I_t}{I_i} = \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = \frac{T^2 + a^2 - 2aT \cos\left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L\right)}{1 + a^2 T^2 - 2aT \cos\left(\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L\right)} \quad (\text{I.41})$$

S'exprime alors par : La résonance est obtenue lorsque le retard accumulé après un tour est un multiple de  $2\pi$  :

$$\frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} L = p2\pi \quad (\text{I.42})$$

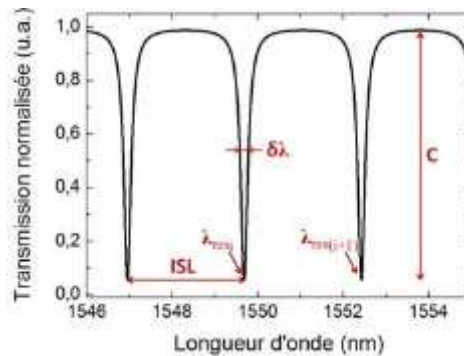
où  $p$  est un nombre entier.

Ainsi, la longueur d'onde de résonance s'exprime :

$$\lambda_{res} = \frac{n_{eff}L}{p} \quad (I.43)$$

D'après cette relation, la longueur d'onde de résonance dépend de l'indice effectif du mode propagé dans les guides d'onde. Ce paramètre optique  $n_{eff}$  est utilisé pour réaliser une application de détection avec des micro-résonateurs. L'ajout de molécules cibles à la surface du micro-résonateur va venir modifier l'indice effectif  $n_{eff}$  et donc la position de la longueur d'onde de résonance  $\lambda_{res}$ . Ce décalage est exploité pour remonter à la concentration de molécules cibles. L'analyse de ce décalage engendré

La fonction de transfert  $T(\lambda)$  est la réponse du micro-résonateur. Cette fonction de transfert peut être optimisée, afin d'obtenir les applications souhaitées, en modifiant les dimensions du micro-résonateur, les dimensions des guides d'onde et en choisissant les matériaux selon leurs indices de réfraction. Pour cela, différentes caractéristiques importantes sont définies à savoir, l'intervalle spectral libre ISL, le facteur de qualité Q, la finesse F et le contraste C. La figure I.16 représente les paramètres caractéristiques du micro-résonateur déduits directement de la transmission spectrale



**Figure I.16:** Transmission spectrale d'un micro-résonateur.

### **Intervalle spectral libre ISL**

L'Intervalle Spectral Libre (ISL) est la distance entre deux longueurs d'onde résonante consécutives

$$: \quad ISL = \lambda_{res\ i+1} - \lambda_{res\ i} = \frac{\lambda_{res\ i}^2}{L.n_g} \quad (I.44)$$

où  $n_g$  est l'indice de groupe, qui s'exprime comme une fonction de la longueur d'onde et de l'indice effectif :

$$n_g(\lambda) = n_{eff}(\lambda) - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \quad (I.45)$$

Pour les applications de capteurs optiques, une grande gamme de mesure est souhaitée. La modification de l'environnement du micro-résonateur par l'ajout de molécules cibles va entraîner un

décalage de la longueur d'onde de résonance. Ce décalage ne doit pas être supérieur à l'intervalle spectral libre ISL. Il faut donc viser un grand intervalle spectral libre afin d'avoir une étendue de mesure suffisante. D'après l'équation I.44, l'intervalle spectral libre est inversement proportionnel à la circonférence L de la cavité. Il faut donc choisir la circonférence du micro-résonateur la plus petite possible. Or, nous avons vu que les pertes radiatives  $\alpha_r$ , augmentent de manière exponentielle avec la diminution du rayon R. Il y a donc un compromis à trouver sur la valeur du rayon R pour avoir, à la fois, un grand ISL et des pertes de courbure négligeables.

**La largeur à mi-hauteur  $\delta\lambda$**

La largeur à mi-hauteur  $\delta\lambda$  intervient dans la définition du facteur de qualité Q et de la finesse F. Elle correspond à la largeur spectrale calculée à la moitié de la raie de résonance. Elle dépend donc du maximum et du minimum de la transmission spectrale, s'exprimant, d'après l'équation I.41, comme :

$$T_{min} = \left(\frac{T - a}{1 - Ta}\right)^2, \text{ pour } \cos\left(\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}\right) = -1 \quad (I.46)$$

$$T_{min} = \left(\frac{T - a}{1 - Ta}\right)^2, \text{ pour } \cos\left(\frac{2\pi n_{eff} L}{\lambda}\right) = 1 \quad (I.47)$$

A partir de ces définitions, la largeur à mi-hauteur  $\delta\lambda$  est :

$$\delta\lambda = \frac{\lambda_{res}^2}{\pi n_{eff} L} \arccos(x) \quad (I.48)$$

Avec:

$$x = \frac{y(1+T^2a^2)-(T^2+a^2)}{2Tay} \quad (I.49)$$

$$y = 2(T_{max} + T_{min}) \quad (I.50)$$

où  $\tau$  est le coefficient de transmission et a le facteur d'atténuation.

**Facteur de qualité Q :**

Le facteur de qualité Q est défini par le rapport entre une longueur de résonance  $\lambda_{Res}$  et la largeur à mi-hauteur  $\delta\lambda$  de la résonance associée :

$$Q = \frac{\lambda_{\text{Res}}}{\delta\lambda}$$

Le facteur de qualité  $Q$  est aussi lié au temps de vie des photons à l'intérieur de la cavité résonante. Il représente, d'un point de vue énergétique, le rapport entre l'énergie moyenne  $E$  des modes résonants et de l'énergie  $\Delta E$  dissipée dans ce mode sur une période de  $2\pi$  [27].

$$Q = 2\pi \frac{E}{\Delta E} \quad (\text{I.51})$$

### Finesse $F$

La finesse  $F$  est définie par le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur à mi-hauteur de résonance :

$$F = \frac{ISL}{\delta\lambda} \quad (\text{I.52})$$

Si le système ne présente aucune perte optique, la durée de vie et par conséquent  $Q$  seraient quasi-infinis. La résonance serait alors infiniment fine. Dans le cas réel, les différentes pertes optiques de diffusion, d'absorption et radiatives, diminuent le facteur de qualité  $Q$  élargissant ainsi la raie de résonance engendrant une largeur à mi-hauteur  $\delta\lambda$  non négligeable. Pour une longueur d'onde résonante, la largeur à mi-hauteur dans la cavité, et donc le facteur de qualité, dépendent du facteur d'atténuation  $a$  et du coefficient de transmission  $\tau$  relié au coefficient de couplage  $\kappa$  par la relation  $\tau = \sqrt{1 - \kappa^2}$ . Le facteur de qualité  $Q$  joue un rôle dans la gamme de détection du capteur. Plus il est élevé, plus la limite de détection du capteur est faible.

### Contraste $C$

Le contraste de transmission  $C$  est la différence entre la transmission maximale  $T_{\text{max}}$  et la transmission minimale  $T_{\text{min}}$  à la longueur d'onde de résonance :

$$C = T_{\text{max}} - T_{\text{min}} \quad (\text{I.53})$$

### I.6. Applications :

Un des composants devant permettre de passer des réseaux de communication optiques basés sur des dispositifs électroniques (nécessitant la conversion du signal optique en signal électrique et vice-versa) vers des réseaux de communication tout optique.

Les micro-résonateurs peuvent être utilisés dans la conception :

- ✓ D'amplificateurs optiques

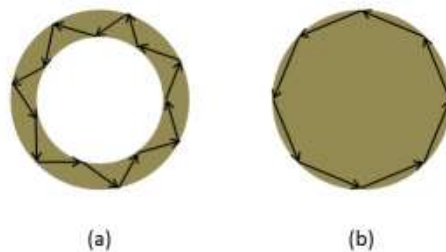
- ✓ de modulateurs optiques de filtres optiques
- ✓ de commutateurs optiques
- ✓ .....

Mais aussi

- ✓ pour la création d'effets laser
- ✓ portes logiques
- ✓ dans la conception de lignes de retard de la lumière
- ✓ dans la conception des capteurs optiques

### **I.7. Les type de modes propagés**

Les dispositifs optiques à base de micro-résonateurs ont fait l'objet de recherches intensives ces dernières années pour exploiter leur caractère résonant 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 1.17, les modes guidés et les modes de galerie WGM (de l'anglais Whispering Gallery Mode), qui circulent dans le micro-résonateur plusieurs fois.



**Figure I.17 :** (a) Modes guidés dans un micro-résonateur en forme d'anneau. (b) de galerie dans un micro-résonateur en forme de disque.

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  $L_{\text{eff}}$  est donnée par :

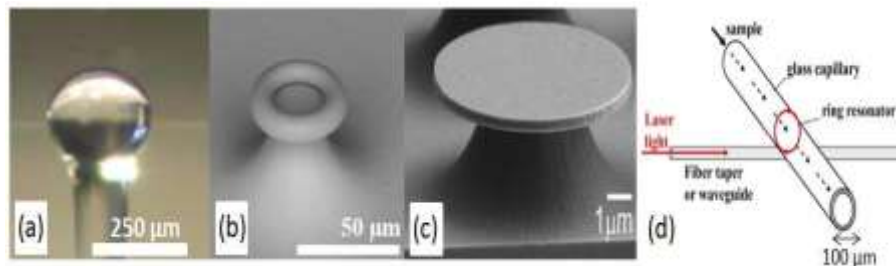
$$L_{eff} = \frac{Q\lambda}{2\pi n_{eff}}$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode guidé du micro-résonateur.

Par exemple, un micro-résonateur de quelques  $\mu\text{m}$  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 LD.

### I.7. 1. Les micro-résonateurs à mode de galerie :

La **Figure I.18** représente différents types de micro-résonateurs à modes de galerie



**Figure I.18** : – Exemples de micro-résonateurs à modes de galerie pour des applications capteurs. (a) Microsphère [28], (b) Micro-tore [29], (c) Micro-disque [30] et (d) Capillaire [31].

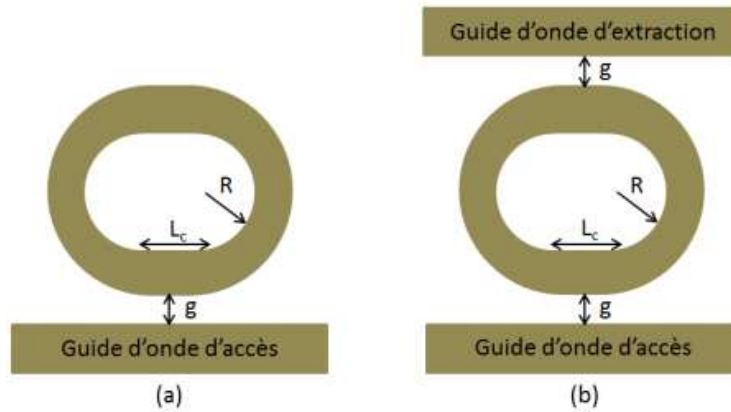
Il existe des micro-résonateurs pour lesquels la cavité résonante est une sphère[32]. Les microsphères sont réalisées majoritairement à partir de verre (comme la silice) mais elles peuvent aussi être réalisées en germanium ou encore en polymère [33], qualité, jusqu'à  $10^9$  applications aux télécommunications. En effet, lors des applications capteurs, les facteurs de qualité obtenus sont plus faibles dus à la présence d'un environnement aqueux ou de molécules greffées à la surface. Pour les applications capteurs optiques nécessitant une très faible limite de détection et donc un très fort facteur de qualité,

### I.7. 2. Les micro-résonateurs à mode guidé :

Les micro-résonateurs présentés précédemment supportent les modes de galeries, leur transmission spectrale est complexe et peut être perturbée par les autres modes de propagation. Pour la détection, il est plus simple d'utiliser des dispositifs dans lesquels un seul mode se propage. Les micro-résonateurs à mode guidé peuvent être optimisés afin d'avoir un seul mode de propagation. Les micro-résonateurs optiques intégrés à mode guidé les plus étudiés sont les micro-résonateurs en forme d'anneau et d'hippodrome.

#### I.7.2.1 Différentes formes de cavité

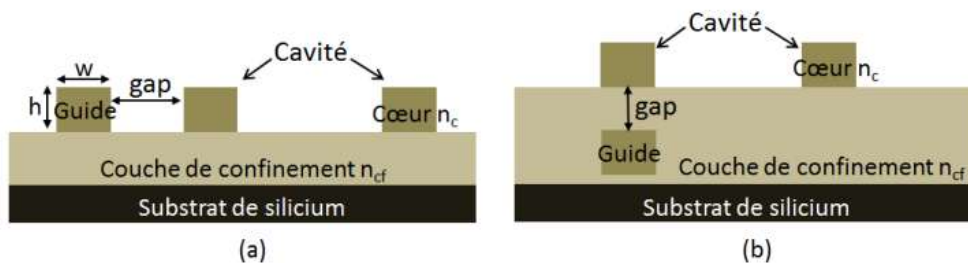
Un micro-résonateur en forme d'hippodrome est constitué d'une cavité résonante circulaire de rayon  $R$  couplée à un guide d'onde dit d'accès comme représenté sur la figure I.19a ; la lumière peut être extraite de la cavité par le biais d'un deuxième guide d'onde dit d'extraction comme représenté sur la figure I.19b. Les deux guides sont séparés par un gap  $g$ . La cavité résonante du micro-résonateur peut aussi être en forme d'anneau, dans ce cas, la portion rectiligne de longueur  $L_c$ , appelée longueur de couplage, est nulle.



**Figure I.19** – Différentes structures : un micro-résonateur en forme d'hippodrome (a) couplé à un seul guide et (b) couplé à deux guides.

### I.7.2.2 Différents types de couplage

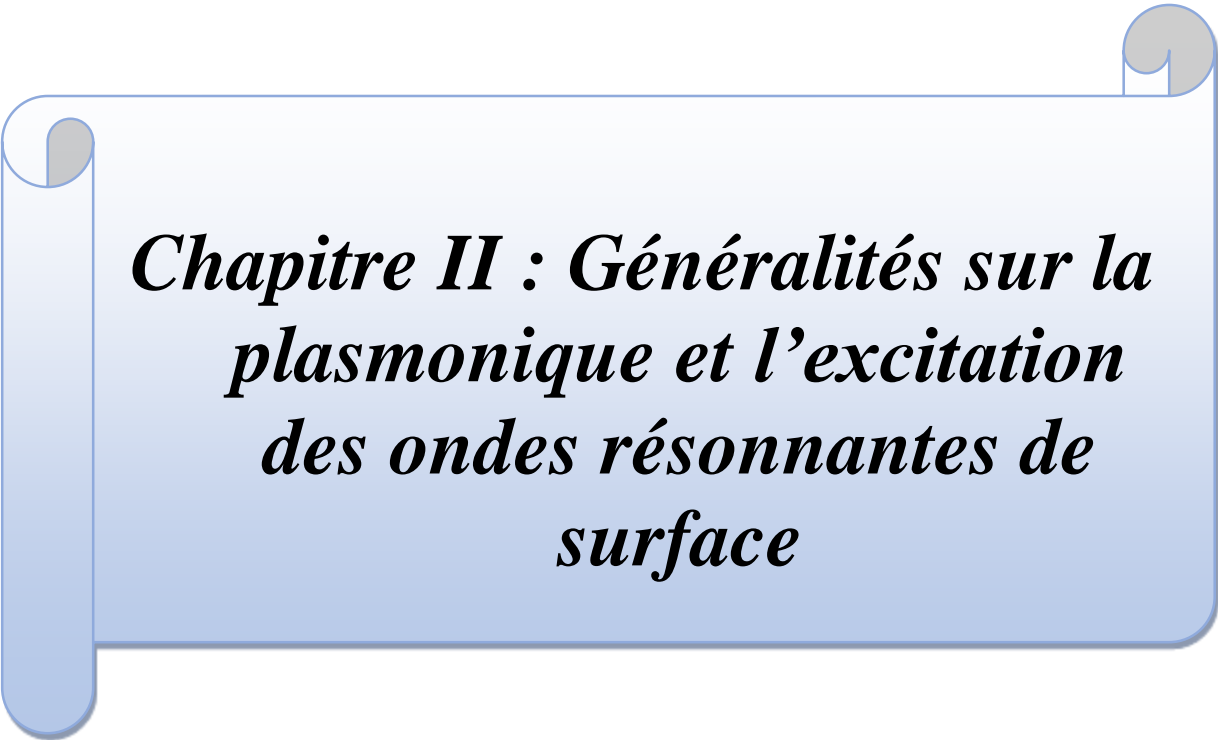
Le principe de fonctionnement du micro-résonateur se base sur le couplage de la lumière entre les guides d'onde et la cavité résonante. Pour la conception du micro-résonateur, il existe différentes configurations pour réaliser ce couplage telles que le couplage horizontal ou le couplage vertical ; elles sont représentées sur la figure I.20a et b respectivement.



**Figure I.20** : Différents types de couplage : (a) Couplage horizontal ; (b) Couplage vertical pour un micro-résonateur couplé à un seul guide

## **I.8. Conclusion**

Dans ce chapitre introductif, nous avons défini le micro-résonateur optique et son principe de fonctionnement. On étudie la fonction de transfert et les caractéristiques spectrales. À la fin, les types de micro-résonateur ainsi que les modes de propagation, les modes galerie et les modes guidés ont été présentés de manière détaillée.



***Chapitre II : Généralités sur la  
plasmonique et l'excitation  
des ondes résonnantes de  
surface***

## **II.1. Introduction**

Récemment, l'intérêt de la communauté scientifique envers les matériaux plasmoniques n'a cessé de croître. En effet, cette célébrité des structures plasmoniques est due à leurs nombreuses applications dans divers domaines de nanosciences et de nanotechnologies. Les matériaux plasmoniques sont notamment utilisés pour des études théoriques de l'interaction lumière-métal [34], en tant que biocapteur pour des diagnostics médicaux ou thérapeutiques [35, 36] dans les circuits photoniques [37] et dans les cellules solaires [38]. Les plasmons de surface sont des ondes électromagnétiques associées à une oscillation collective des électrons du plasma d'électrons libres à la surface d'un métal.

Le phénomène de la résonance des plasmons a joué un rôle primordial dans le développement de la technologie émergente plasmonique. Ceci est dû à la propriété singulière des plasmons de surface de confiner la lumière à l'interface entre un métal et un diélectrique. Dans ce chapitre, nous allons en premier lieu rappeler des définitions sur les plasmoniques. Les différents types des plasmons ainsi que la résonance de plasmons de surfaces (SPR), seront ensuite présentés en détails. À la fin nous présenteront quelques théories optiques de couplage et les quelques applications de la plasmonique.

## **II.2. Quelques définitions sur les plasmoniques**

### **II.2.1. Plasma**

Le plasma est décrit comme une phase de matière constituée de particules chargées d'ions et d'électrons. Il est composé des électrons non localisés dans le matériau. Ce terme est appelé aussi quatrième état de la matière, il a été utilisé en physique pour la première fois par le physicien américain Irving Langmuir en 1928 [39] par analogie avec le plasma sanguin.

### **II.2.2. Plasmons**

Ils sont des ondes électromagnétiques cohérentes et collectives formées par des oscillations d'électrons pratiquement libres à l'interface entre deux matériaux, généralement un matériau conducteur (par exemple une surface métallique exposée à l'air) et un matériau non conducteur (diélectrique). Cet effet permet d'améliorer la capture de la lumière à des longueurs d'ondes spécifiques, augmentant ainsi l'efficacité de l'absorption. L'intérêt d'utiliser l'effet plasmons dans une cellule photovoltaïque est la possibilité de générer un champ électromagnétique très intense et de tenter de le localiser dans les zones photo actives

## II.3. Types de Plasmons

### II.3.1. Plasmons de volume

Un métal peut être assimilé à un plasma dans lequel les électrons de conduction se déplacent librement, la densité électronique peut fluctuer et l'énergie d'oscillation des électrons peut être quantifiée.

Le quantum d'énergie associé à ces oscillations est le plasmon de volume dont la pulsation est donnée par :

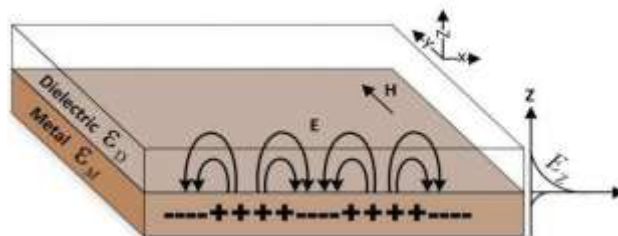
$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}} \quad (\text{II.1})$$

L'énergie de ces plasmons est de l'ordre de 10 à 20 eV. Il n'est donc pas possible de les exciter avec une excitation optique dans le visible, d'où la nécessité d'utiliser des électrons ou des rayons X pour les exciter [40].

- $n$  : est la densité d'électrons.
- $e$  : la charge de l'électron.
- $m$  : la masse de l'électron.
- $\epsilon_0$  : la constante diélectrique du vide.

### II.3.2. Plasmon de surface

Un plasmon de surface est une onde électromagnétique se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Cette onde provient du couplage entre les photons incidents et les électrons libres proches de l'interface.

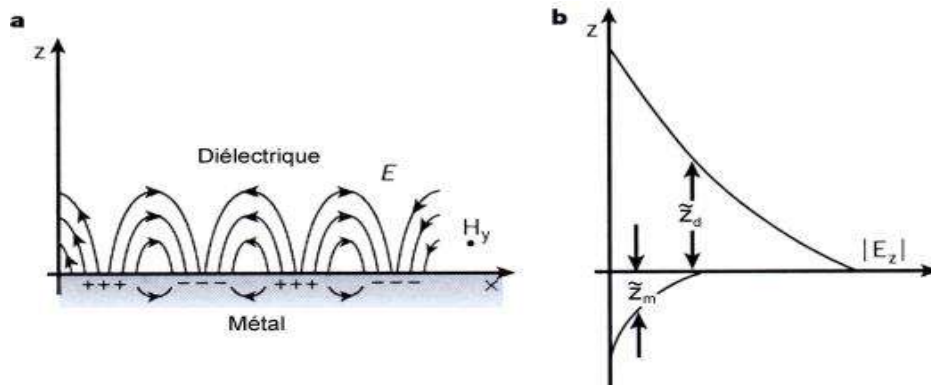


**Figure II.1** : Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

On distingue deux types de plasmons de surface : les plasmons de surface délocalisés et les plasmons de surface localisés.

➤ **Les plasmons de surfaces délocalisés**

Ce type de plasmon de surface se propage sur des surfaces métalliques planes. Des fluctuations longitudinales de la densité d'électrons de surface se propagent le long de l'interface diélectrique-métal de manière couplée avec une onde électromagnétique évanescente (**Figure II.2**).



**Figure II.2 :** a) Vision schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal. b) Composante normale du champ électrique du plasmon de surface selon la direction z perpendiculaire à la surface [41].

Il a été établi, en appliquant les conditions de continuité des champs électrique et magnétique à l'interface diélectrique-métal, que ces ondes électromagnétiques, les plasmons, ne peuvent exister que pour une polarisation TM, et que leurs constantes diélectriques respectives doivent vérifier  $\epsilon_m \epsilon_D < 0$  [41].

Cette excitation de surface obéit à la relation de dispersion suivante :

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m(\omega)\epsilon_D(\omega)}{\epsilon_m(\omega)+\epsilon_D(\omega)}} \quad (\text{II.2})$$

Où  $k_{sp}$  désigne le vecteur d'onde de propagation du plasmon dans la direction X, sur la surface métallique [42].

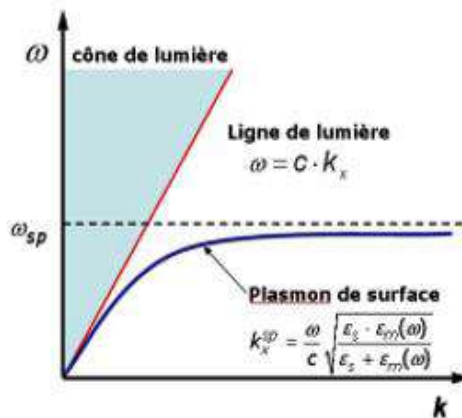
La Figure I.5 représente la relation de dispersion I.13. On note que la courbe de dispersion des plasmons de surface reste toujours strictement en dessous de la courbe dite ligne de lumière, à laquelle correspond la relation de propagation dans le vide.

Cette absence d'intersection entre la ligne de lumière et la courbe de dispersion des plasmons de surface interdit tout couplage ou résonance entre une onde électromagnétique du domaine du visible en particulier, et un mode de propagation des plasmons de surface [43].

Pour exciter et observer des plasmons de surface, il faut donc se servir de systèmes optiques à géométrie particulière. Les plus utilisés sont des montages par prisme à indice  $n$  plus élevé que celui  $nd$  du diélectrique, comme dans le cas d'une configuration Otto ou Kretschmann [44], confinant le plasmon de surface.

Une seconde méthode, largement répandue, consiste à structurer l'interface métal/diélectrique ramenant ainsi, par effet de diffraction par le réseau, les vecteurs d'onde au-dessus de la droite définie par  $\omega = ck / nd$  [42,44].

Il existe une autre forme de plasmons de surface qui eux peuvent être excités directement en éclairant le métal avec une source de lumière. Ces plasmons de surface sont dits plasmons de surface localisés.

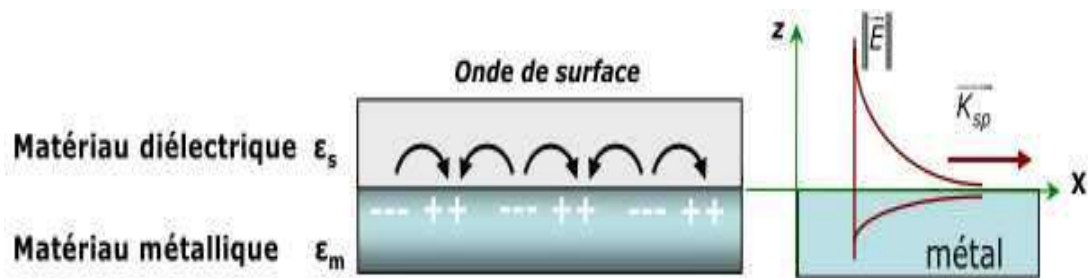


**Figure II.3** : Relation de dispersion des plasmons de surface [45]

➤ **Plasmons de surface localisés**

Le plasmon de surface localisé (LSP) est une oscillation collective et cohérente de sélectrons de conduction à la surface d'une particule métallique de taille nanométrique sous l'action d'un champ électrique extérieur.

A l'inverse des plasmons de surface délocalisés, les LSP peuvent être directement excités par la lumière incidente (pas besoin de milieu de couplage) et sont confinés à l'échelle de la nanoparticule. Ces propriétés très intéressantes conférant aux LSP un grand intérêt de la part des nano-opticiens avec l'étude des effets de la taille, de la forme, de la nature de la nanoparticule et de la matrice diélectrique hôte (ou du substrat en cas de dépôt) sur la position et la largeur de la résonance plasmon de surface localisé (LSPR).



**Figure II.4 :** Schéma illustratif de la propagation des plasmons polarisons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

La bande de fréquence qui vérifie la relation  $\epsilon(\omega) < 0$  est le siège de modes électromagnétiques de surface confinés que l'on nomme plasmons de surface. Ils apparaissent donc à des fréquences différentes de celles des plasmons de volume qui eux doivent satisfaire à la condition  $\epsilon(\omega)=0$ . Ils ont pour origine une oscillation longitudinale de la densité des charges due aux électrons de la surface du métal.

Ces oscillations résonantes de densité de charge sont couplées à une onde électromagnétique appelée plasmon polariton ou phonon polariton suivant l'origine microscopique de cette onde : si l'on est dans un métal ou dans un matériau polaire respectivement. Considérons l'interface entre un milieu métallique de constante  $R_m$  et un milieu diélectrique de constante  $R_s$  [46].

Il existe des modes optiques longitudinaux dans ce plasma d'électrons libres qui sont des oscillations de la densité d'électrons et qui se propagent dans le métal avec un vecteur d'onde  $K_r$  dirigé dans le même sens que les oscillations (modes longitudinaux).

Physiquement un plasmon polariton de surface (PPS) correspond donc à une onde électromagnétique couplée aux oscillations collectives des électrons libres dans un conducteur, habituellement un métal, se propageant le long de l'interface métal diélectrique, comme représenté sur la **Figure II.4**

Ce champ est maximum à l'interface et décroît exponentiellement dans les directions perpendiculaires. Comme tous les phénomènes résonants, le PPS champ proche est considérablement amplifié avec le champ lumineux incident [37].

## **II.4. La résonance de plasmons de surfaces (SPR)**

### **II.4.1. Le principe**

Lorsque la lumière incidente est dirigée à un certain angle (angle de résonance) sur un métal riche en électrons libres tel que l'or ou l'argent, les photons provoquent une oscillation des électrons libres appelée Résonance Plasmonique de Surface (SPR). Ces oscillations se caractérisent par une onde évanescente dont l'amplitude diminue exponentiellement depuis la surface sur une distance maximale de 200 nm [47, 48,49].

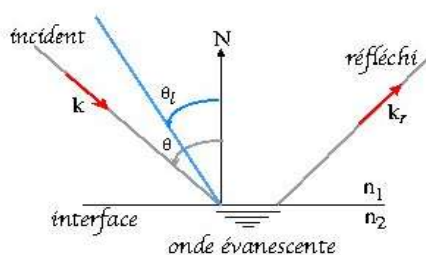


Figure II.5: La formation de l'onde évanescente.

L'onde évanescente est le point central des mesures d'interactions. En effet, une perturbation de l'onde évanescente, consécutive à l'interaction de biomolécules sur la surface va induire une diminution de l'angle de résonance directement mesurable[50,51]. Deux stratégies sont alors envisageables (figure II .5). La première est de suivre les variations d'angle de résonance au cours du temps, il s'agit des systèmes basés sur la Résonance Plasmonique de Surface (SPR) dite «classique». La seconde approche est de travailler à angle fixe et de mesurer les variations de réflectivité induites par la variation d'angle au cours du temps, on parle alors de Résonance Plasmonique de Surface par imagerie (SPRi) [52].

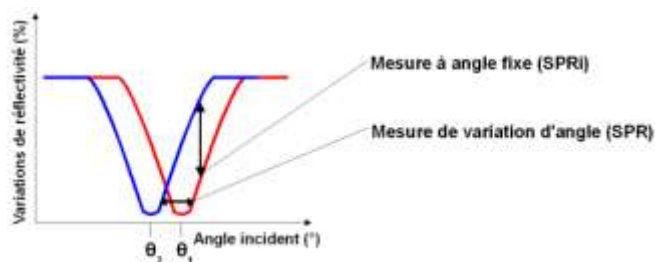


Figure II.6 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi.

### II.4.2. Relation de dispersion des plasmons de surface

Les plasmons de surface délocalisés (PS) sont donc des ondes de surface se propageant à l'interface d'un milieu diélectrique, de constante relative positive, et d'un film métallique (non-magnétique) de constante diélectrique complexe  $\tilde{\epsilon}_m$ , dont la partie réelle est négative dans le domaine visible [53]. Pour étudier les plasmons de surface, il est intéressant de tracer sur un graphique la fonction liant la pulsation du PS en fonction de son vecteur d'onde. En particulier, il

est alors possible de prévoir les conditions de couplage avec la lumière par exemple, et d'en déduire les caractéristiques importantes de propagation de l'onde [54]. Nous pourrions montrer que le champ électromagnétique résultant d'une telle fluctuation, présente une décroissance exponentielle de part et d'autre de l'interface (Figure II-6).

Pour introduire ces courbes de dispersion, nous devons résoudre les équations de Maxwell appliquées aux ondes de surface présentes à l'interface plane entre un milieu métallique (m) et un diélectrique ou vide (s). Considérons ces deux milieux comme linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques [55].

Dans cette géométrie plane, nous recherchons des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface. Considérons-les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux s et m Mentionné au chapitre I

Pour  $z > 0$  (dans le diélectrique) et pour  $z < 0$  (dans le métal), avec  $j = s, m$  et où  $k_x$  est la constante de propagation de l'onde plasmon selon l'axe  $ox$ . Ces champs doivent satisfaire les équations de Maxwell mentionner dans chapitre I

Où  $\vec{E}$  représente le vecteur champ électrique (V/m),  $\vec{B}$  l'induction magnétique (Tesla),  $\vec{D}$  le vecteur déplacement électrique (C/m<sup>2</sup>) et  $\vec{H}$  le champ magnétique (A/m<sup>2</sup>) [54].

En tenant compte des conditions de continuité à l'interface :

$$\begin{cases} E_{mx} = E_{sx} \\ H_{my} = H_{sy} \\ \tilde{\epsilon}_m E_{mz} = \epsilon_s E_{sz} \\ k_{mx} = k_{sx} = k_x^{sp} \end{cases} \quad (\text{II.3})$$

Il vient le système suivant :

$$\begin{cases} H_{my} - H_{sy} = 0 \\ \frac{k_{mz}}{\tilde{\epsilon}_m} H_{my} + \frac{k_{sz}}{\epsilon_s} H_{sy} = 0 \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

Ce système n'a de solution que si le déterminant est nul, ce qui revient à écrire la relation de dispersion :

$$\frac{k_{sz}}{\epsilon_s} + \frac{k_{mz}}{\tilde{\epsilon}_m} = 0 \quad (\text{II.5})$$

A partir des relations de Maxwell (équations (I.3) et les conditions de continuité à l'interface (équations (II.9) et (II.10)), on obtient :

$$k_x^2 + k_{jz}^2 = K_0^{02\epsilon_j} \quad (\text{II.6})$$

Avec  $j = s, m$

Avec  $K_0$  la norme du vecteur d'onde dans le vide ( $K_0 = \frac{\omega}{c}$ )

Finalement, l'expression de la constante de propagation (ou encore « relation de dispersion  $\omega = f(k)$  ») de l'onde plasmon sera écrite sous la forme :

$$k_x^{sp} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_s \tilde{\epsilon}_m(\omega)}{\epsilon_s + \tilde{\epsilon}_m(\omega)}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_s \tilde{\epsilon}_m(\omega)}{\epsilon_s + \tilde{\epsilon}_m(\omega)}} \quad \text{II.7)}$$

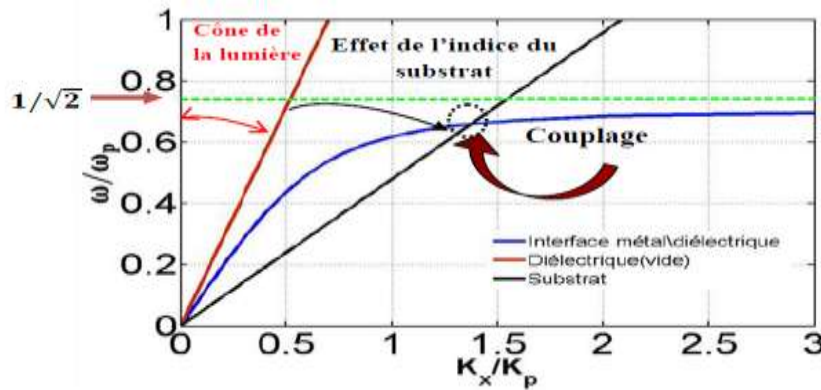
Avec :

$\tilde{\epsilon}_m$  : Constante diélectrique complexe d'un film métallique.

$\epsilon_s$  : Constante diélectrique d'un milieu diélectrique.

$$\text{Et : } k_{jz} = \sqrt{\epsilon_j \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \quad \text{(II.8)}$$

Il est intéressant de noter à ce niveau, que dans le cas d'une interface métal-air par exemple, nous aurons dans le domaine visible  $\epsilon_s = 1$  et  $\epsilon_m < -1$  ce qui conduit à  $k_x > \frac{\omega}{c}$  et alors  $k_{jz} = j|k_{jz}|$  devient imaginaire pur. Ce résultat confirme que l'onde de surface présentera un champ maximal à l'interface qui diminuera exponentiellement dans les deux milieux (pour les  $z$  croissants), nous avons tracé la relation de dispersion. La figure montre que la courbe de dispersion des plasmons de surface se situe toujours « à droite » de la courbe dite ligne de lumière à laquelle correspond la relation de propagation de la lumière dans le vide  $k = \frac{\omega}{c}$ .



**Figure II.7:** Relation de dispersion des plasmons de surface.

Nous remarquons que la relation de dispersion des plasmons de surface reste toujours strictement en dessous de la ligne de lumière. Cette absence d'intersection entre la ligne de lumière et la courbe de dispersion des PS interdit tout couplage ou résonance entre une onde électromagnétique du domaine visible en particulier, et un mode de propagation des plasmons de surface. En d'autres termes, il est impossible d'exciter les PS en éclairant directement le métal

avec une source de lumière, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé sans système particulier de couplage comme nous allons le montrer [54].

## **II.5. TECHNIQUES OPTIQUES DE COUPLAGE**

### **II.5.1. Relation de couplage**

Dans le début de ce chapitre, nous avons établi la relation de dispersion  $w - k$  des plasmons de surface (PS) à partir des équations de Maxwell et des conditions de continuité aux limites ; nous avons alors exprimé cette relation par l'équation

$$k_{ps} = \frac{w}{c} \left( \frac{\epsilon_1 \epsilon_m}{\epsilon_1 + \epsilon_m} \right)^{1/2} \quad (\text{II.9})$$

Cette relation de dispersion  $w - k$  est habituellement représentée dans un graphe qui représente la pulsation  $w_{ps}$  en fonction de la norme du vecteur d'onde  $k_{ps}$  du PS (figure I.6). Cette représentation nous a permis de comprendre en quoi les plasmons de surfaces sont dit « non radiatif ». En effet, pour qu'un couplage entre les plasmons de surface et la lumière puisse être observé, il faut que la condition dite de couplage soit satisfaite. Cette condition s'exprime très simplement par l'égalité entre la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface  $k_{ps}$  et la projection dans le plan de la surface du vecteur d'onde  $k_x$  de lumière incidente.

Ceci s'écrit simplement selon l'équation

$$k_s = k_x$$

On constate sur la figure I.6 que cette condition n'est jamais réalisée, car la courbe  $w = c \cdot k_x$  dite ligne de lumière ne croise jamais la courbe de dispersion des plasmons  $w$ .

Il apparaît donc indispensable, pour coupler les plasmons de surface avec un rayonnement électromagnétique photonique, de développer des techniques particulières, ayant recours à l'utilisation de systèmes de couplage, encore appelés « coupleurs ».

Concrètement, le rôle des coupleurs est d'« accorder » l'onde lumineuse incidente avec l'un des modes des plasmons de surface, afin qu'il y ait un échange d'énergie entre les deux. Les coupleurs vont ainsi permettre d'adapter la composante longitudinale  $k_x \pm \Delta k_x$  du vecteur d'onde de la lumière incidente afin que la condition de résonance décrite par l'équation I.24 soit satisfaite.

$$k_x \pm \Delta k_x = k_{ps} \quad (\text{II.10})$$

Il existe principalement 4 types de coupleurs permettant de réaliser la condition de couplage :

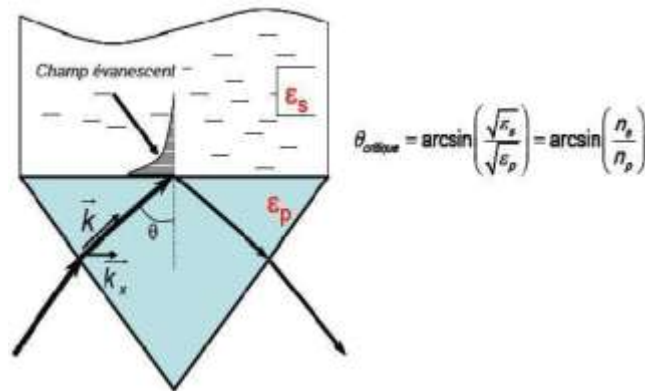
- ✓ Le prisme ou la fibre optique
- ✓ Le réseau de diffraction ou la rugosité de surface

- ✓ Le coupleur directionnel et guide optique
- ✓ La pointe en champ proche

## II.5.2. Description des différents modes de couplage entre PS et lumière

### II.5.2.1. Couplage par prisme ou fibre optique (mode ATR)

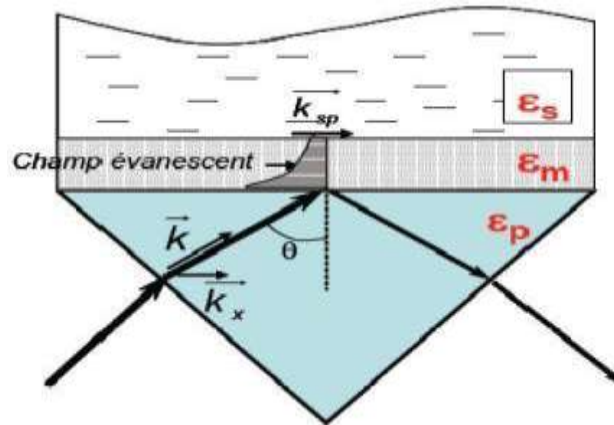
Lors du passage de la lumière à travers un prisme, si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique défini par la loi de Snell (figure I.9), on observe une réflexion interne totale (RIT). L'onde réfractée alors ne peut plus se propager, il y a apparition d'un champ évanescent à l'interface prisme-milieu extérieur. Ce champ est qualifié d'évanescence, car on peut montrer que son amplitude décroît exponentiellement suivant l'axe z perpendiculaire à l'interface. On définit alors la profondeur de pénétration, ou l'épaisseur de peau, épaisseur pour laquelle l'amplitude du champ a diminué de  $1/e$  ~



**Figure II.8:** Réflexion interne totale (RIT) d'une onde dans un prisme. Illustration de la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ évanescent dans le milieu extérieur d'indice de réfraction ( $n_s$ ) inférieur par rapport à celui du prisme ( $n_p$ ).

Maintenant, si ce même prisme est recouvert d'une couche métallique, pour les longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde de coupure (fréquence plasmon), nous observerons là encore le phénomène de réflexion interne totale. Si l'épaisseur de cette couche métallique est suffisamment faible ( $<150$  nm pour l'argent), alors l'amplitude du champ associé à l'onde évanescente sera encore suffisamment importante au niveau de la seconde interface métal/milieu extérieur (figure I.8). Le champ évanescent pourra alors se coupler avec les plasmons de surface présent à l'interface métal/milieu extérieur, sous réserve que la condition de couplage soit satisfaite. En effet, pour un angle d'incidence particulier, que nous appellerons angle de résonance, il pourra y avoir égalité entre la composante longitudinale du vecteur d'onde du champ évanescent avec le vecteur d'onde du plasmon. Ce couplage se manifestera

par un minimum sur la courbe de réflectivité due à l'absorption de l'énergie par le métal, énergie qui pourra se propager sous forme de PS à l'interface entre le métal et le milieu extérieur. Ce phénomène à pour nom réflexion totale atténuée (ATR).



**Figure II.9:** Illustration du couplage par prisme, configuration de Kretschman

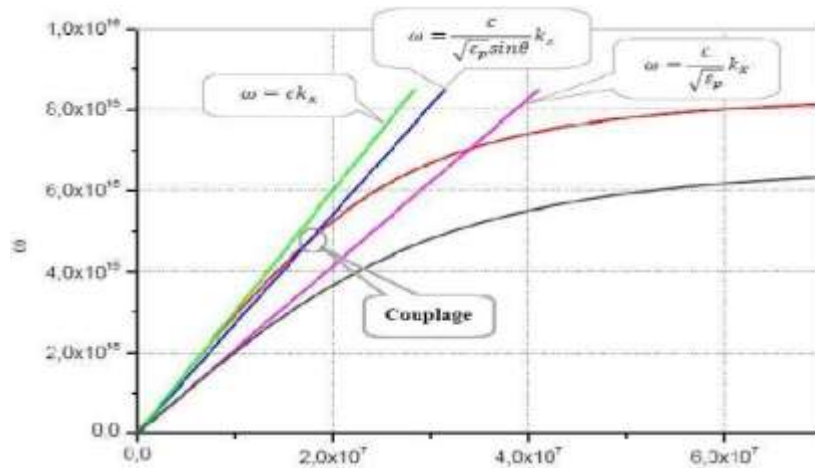
Finalement, on peut montrer que le prisme est un bon coupleur à l'aide des courbes de dispersion. En effet, dans le prisme de constante diélectrique  $\epsilon_p$ , le vecteur d'onde du champ incident devient :

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \quad (\text{II.11})$$

et sa projection sur la surface peut s'écrire :

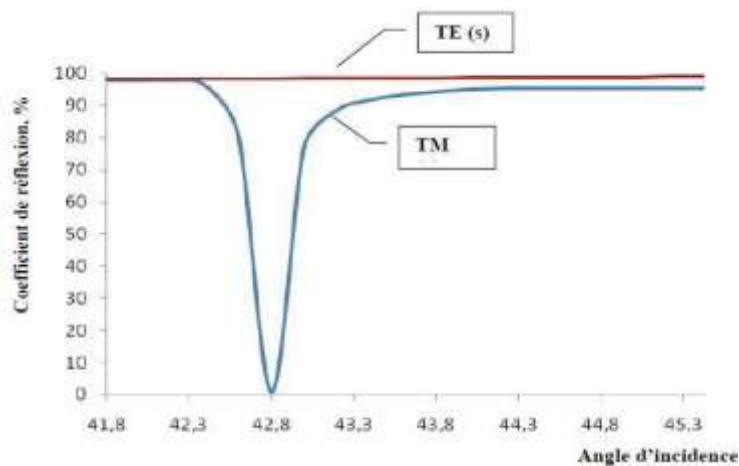
$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \cdot \sin \theta \quad (\text{II.12})$$

On remarque alors sur la figue II.10, pour des valeurs particulières de  $\epsilon_p$ , le couplage entre l'onde incidente se propageant dans le prisme et les plasmons de surface à l'interface métal-milieu extérieur



**Figure II.10:** Illustration du couplage d'une onde lumineuse se propageant dans un prisme sous un angle d'incidence  $\theta$ , et les plasmons de surface à l'interface métal – milieu extérieur.

Ce phénomène a lieu pour un angle d'incidence, tel que deux courbes de dispersion se croisent (Fig. II.10). La résonance plasmonique se traduit par un accroissement de l'efficacité du transfert d'énergie de l'onde lumineuse aux plasmons de surface. Ce qui explique l'apparition d'un pic d'absorption sur le spectre angulaire de la réflectivité du multicouche (Fig. II.11). Notons qu'un bon choix de paramètres optiques du système permet même d'annuler sa réflectivité à un certain angle d'incidence



**Figure II.11:** Coefficients de réflexion d'une interface « Argent/Air » en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TM (p) et TE (s). Données de calculs : une couche d'argent de ( $\epsilon = 18 + 0,5i$ ), d'épaisseur 45nm, l'indice du prisme  $n = 1.515$

La position angulaire du pic d'absorption (angle SPR) est sensible principalement à la partie réelle des permittivités diélectriques des milieux du multicouche. La largeur à mi-hauteur du

## Chapitre II : Généralités sur la plasmonique et l'excitation des ondes résonnantes de surface

---

pic, quant à elle, est quasiment proportionnelle à la partie imaginaire des permittivités de ces milieux.

La fréquence maximale des plasmons de surface qu'on peut exciter par une onde lumineuse varie en fonction de l'indice du prisme ( $n_p = \sqrt{\epsilon_p}$ ). Afin de trouver cette fréquence,

$$\text{on pose : } \sin\theta = 1 \text{ et } \frac{w}{c} \sqrt{\epsilon_{prisme}} = \frac{w}{c} \sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon'+1}}. \quad (\text{II.13})$$

Comme  $\epsilon(w) \approx 1 - \omega_p^2/w^2$  on trouve, alors :

$$M_{ax}(w_s) \approx \omega_p \sqrt{\frac{\epsilon_p - 1}{2\epsilon_p - 1}} \quad (\text{II.14})$$

Ainsi, pour un prisme de BK-7 ( $n = 1.5$ ), par exemple :  $Max(w_s) \approx 0.128\omega_p$  et pour l'indice  $n = 1.7$ , la fréquence maximale sera :  $Max(w_s) \approx 0.165\omega_p$ . L'angle de résonance plasmonique ( $\theta_{SPR}$ ) pour une interface plane « métal / diélectrique » peut être évalué comme il suit :

– le vecteur d'onde du plasmon de surface ( $k_{SP}$ ) se propageant le long de l'interface vaut :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{sp} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon(w) \cdot \epsilon_d}{\epsilon(w) + \epsilon_d}} = k_s^{reel} + i k_{sp}^{imag} \\ k_{sp}^{reel} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_{reel}(w) \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{reel}(w) + \epsilon_d}} \\ k_{sp}^{imag} = k_{sp}^{reel} \cdot \frac{\epsilon_{imag}}{2\epsilon_{reel} \cdot (\epsilon_{reel} + \epsilon_d)} = k_0 \left( \frac{\epsilon_{reel} \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{reel} + \epsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\epsilon_{imag}}{2\epsilon_{reel}^2} \end{array} \right. \quad (\text{II.15})$$

Où  $k_0$  est le vecteur d'onde du faisceau lumineux dans le vide ( $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ ) ;  $\epsilon(\omega)$  et  $\epsilon_d$  sont respectivement la permittivité diélectrique du métal et celle du milieu diélectrique adjacent.

- la composante tangentielle du vecteur d'onde du faisceau incident :

$$k_x = k_0 \cdot n_{prisme} \cdot \sin \theta \quad (\text{II.16})$$

Alors, la condition principale de SPR ( $k_x = k_{sp}$ ) sera remplie pour un angle d'incidence  $\theta_{spr}$  tel que :

$$k_0 \cdot n_{prisme} \cdot \sin \theta = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_{reel}(w) \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{reel}(w) + \epsilon_d}} \quad (\text{II.17})$$

Ce qui donne finalement :

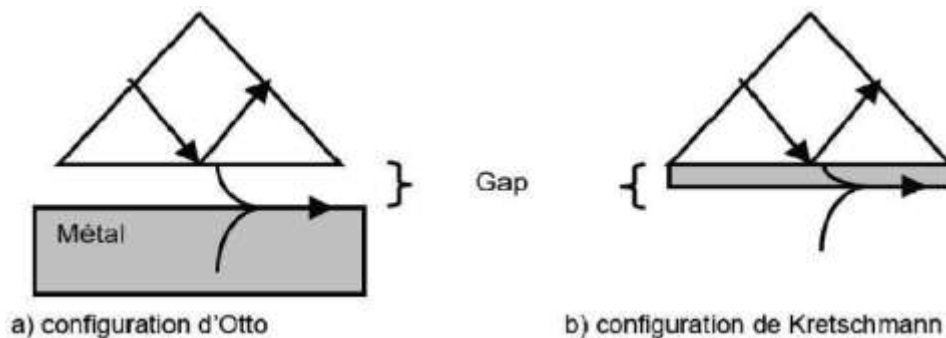
$$\theta_{spr} = \arcsin \left( n_{prisme}^{-1} \sqrt{\frac{\epsilon_{reel}(w) \cdot \epsilon_d}{\epsilon_{reel}(w) + \epsilon_d}} \right) \quad (\text{II.18})$$

En pratique, il y a deux configurations utilisées : la configuration d'Otto (figure II.12-a) et celle de Kretschmann [56] (figure II.12-b). La configuration d'Otto, dite aussi couplage

par « *frustration* », peut poser des problèmes de reproductibilité liés au contrôle de l'épaisseur séparant le prisme du métal (gap). La configuration de Kretschmann vient contourner cet inconvénient, puisque le gap est défini par l'épaisseur de la couche métallique. L'extension du champ électrique généré par les plasmons de surface est plus importante dans un diélectrique (verre) que dans le métal (*cf.* paragraphe sur les extensions spatiales). Pour cette raison, le « gap » est beaucoup plus fin dans la configuration de Kretschmann. Signalons que dans la configuration

d'Otto, le couplage entre le

champ évanescent et les PS se fait au travers d'une lame d'air. C'est aussi ce que l'on appelle l'effet tunnel optique (figure II.12-a).



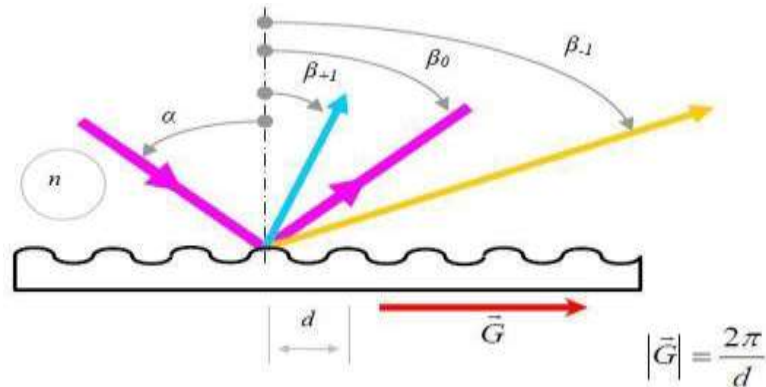
**Figure II.12:** Couplage d'une onde incidente avec un PS à l'aide d'un prisme comme coupleur configuration d'Otto ; b) configuration de Kretschmann .

### II.5.2.2. Couplage par réseau de diffraction

Les conditions de couplage résonant de la lumière incidententavec les plasmons de surface sont régies par laloi de conservation de la composante tangentielle du vecteur (la projection du vecteur d'onde des plasmons de surface et la projection du vecteur d'onde de la lumière incident sont égaux).Pour réaliser cette condition, il existe une deuxièmeméthode quiconsiste à coupler directement la lumière incidente avec les PSen utilisant la diffraction par un réseau. Si, on introduit un motif périodique àl'interface métal/diélectrique, alors la diffraction de l'onde incidente va faire apparaître des ordres de diffraction avec des vecteurs d'onde plus grands. Comme il existe plusieurs ordres de diffraction, il existe plusieurs longueurs d'onde de

résonance des PS. Lafigure ci-dessous (II.13 ) représente une configuration qui permet d'obtenir le couplage résonant des plasmons de surface à l'aide d'unestructuration périodique de

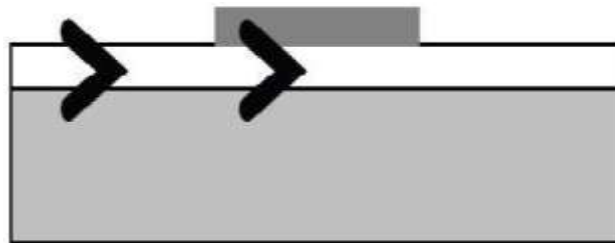
surface d'une couche métallique. Dans cette méthode la surface du métal est séparée du prisme d'indice  $n$  par un gap d'air d'une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation. Dans cette configuration, c'est le champ évanescent s'étendant dans le gap d'air qui permet l'excitation du PS à l'interface air/métal. Il y a réflexion totale à l'interface verre/métal et réflexion totale à l'interface métal/air.



**Figure II.13:** Schéma illustrant la contribution de la corrugation de surface sur le couplage lumière – plasmons de surface.

### II.5.2.3. Couplage directionnel dans un guide d'onde

Un plasmon de surface peut évidemment être excité par un autre plasmon de surface, et il est généralement plus utile et plus facile de l'exciter par un mode guidé. Cette dernière solution présente un intérêt dans la réalisation de polariseurs. Le coupleur directionnel permet le transfert d'énergie entre deux structures lorsqu'elles sont suffisamment proches l'une de l'autre. Les structures associées sont une interface entre un métal et un diélectrique et un guide d'onde avec un substrat métallique [57]



**Figure II.14:** Couplage d'un mode guidé avec un PS à la surface du métal déposé sur le guide.

## II. 6. Quelques applications de la plasmonique

Actuellement, la plasmonique et les nanoparticules sont ciblées pour de nombreuses applications tel que : les vitraux et les colorations.

Elles sont aussi utilisées dans d'autres applications telles que :

- Lacosmétique (historiquement des traces de nanoparticules métalliques ont été retrouvées dans des cosmétiques égyptiens) ;
- Les guides d'ondes et le transfert optique de données ;
- Le biomédical (test de grossesse, diagnostic, traitement photo thermique du cancer...) ;

Ce domaine de recherche progresse très rapidement ces dernières années. Le cancer est considéré aujourd'hui comme l'une des principales causes de mortalité dans le monde. Ce qui fait que la recherche sur ce domaine se tourne vers l'utilisation des nanoparticules plasmonique pour le traitement de cette maladie.

- Différents types de caractérisation et effets non linéaires (SERS, microscopie...) par exemple la microscopie qui est un instrument d'imagerie des architectures à 2-D (imagerie des cellules). Elle est utilisée pour calculer les distances de contact entre une particule et le substrat. Les images sont construites directement à partir des intensités de la résonance de plasmons de surfaces. Par exemple, des imageries pour des particules des couches de lipides, des cellules vivantes.

- Les cellules solaires : Les plasmons de surface de ces nanoparticules d'argent augmentent ainsi l'absorption de la lumière qui se traduit par l'augmentation du rendement entre 13% à 15% [58].

- les capteurs à résonance des plasmons de surface sont très utilisés pour leur sensibilité et leur grande précision.

- Les nano antennes sont conçus pour convertir un rayonnement optique se propageant librement dans l'espace en énergie localisée.

- Les diodes c'est pour l'amélioration de leur efficacité.

- Les lasers.

- Les super lentilles.

## **II. 7. Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé des définitions sur les plasmoniques. Nous avons aussi décrit le phénomène de plasmons de surface et leur condition de résonance. Ensuite nous avons présenté en détails les différents types des plasmons ainsi que la résonance de plasmons de surfaces (SPR). A la fin nous avons cité quelques théorie optique de couplage et les quelques applications de la plasmoniques.



***Chapitre III : Résultats et  
interprétations***

### **III.1. Introduction**

Les micro-résonateurs plasmoniques font l'objet d'un intérêt croissant au cours de dernière décennie, et cela due au leur divers domaines d'application, et leur utilisations dans la bio-détection, la métrologie, la spectroscopie de précision, et les télécommunications. La réalisation des micro-résonateurs plasmoniques avec un fort facteur de qualité dans lequel la lumière circule en interagissant fortement avec le matériau formant la cavité est l'un des enjeux présents. Dans ce cadre, le travail de mémoire consistera à l'étude Etudes des micros résonateurs optiques à base des structures plasmonique à l'aide du logiciel Rsoft CAD.

L'objective de notre travail est dédiée à la description des structure plasmonique pour les conceptions des micro-résonateurs optique avec des bon performances pour plusieurs application intéressants dans différents domaines. Dans ce chapitre final nous présenterons les résultats de simulation concernant l'étude des micro-résonateurs optique, cette étude est basée sur la conception des structures plasmonique, l'analyse des paramètres géométriques et physiques dans le but d'améliorer les performances optiques de ces micro-résonateurs proposés.

### **III.2. Outil et méthode de simulation**

#### **III. 2. 1. Définition du Simulateur RSoft CAD :**

Le RSoft CAD est un programme de base de RSoft Photonique, et agit comme un programme de contrôle pour passif de RSoft module de simulation d'appareils Beam PROP, Fullwave, Band SOLVE, Grating MOD et Diffract MOD. Il est utilisé pour définir l'entrée la plus importante requise par ces modules de simulation : les propriétés des matériaux et la géométrie structurale d'un dispositif photonique. Un utilisateur conçoit généralement d'abord une structure dans l'interface CAD, puis utilise une ou plusieurs simulations motrices pour modéliser divers aspects des performances de l'appareil. [59]

#### **III. 2. 2. Modules de simulation associés :**

Dans RSoft CAD il existe plusieurs types des modules de simulation parmi eux FullWAVE, Ce dernier est la base de notre travail.

##### **III. 2. 2. 1. FullWAVE :**

Les simulations numériques ont été effectuées avec le logiciel Fullwave qui est un logiciel de simulation électromagnétique, basé sur la méthode des différences finis dans le domaine temporel [60]. La méthode FDTD repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. Il permet de suivre l'évolution du

champ EM au cours du temps en tout point de la structure. On peut ainsi obtenir les cartographies du Champ EM à n'importe quel endroit et n'importe quel moment.

La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure. Ce logiciel peut simuler des structures (limitées, infinies ou périodiques), formées par différents matériaux qui peuvent être métalliques ou diélectriques. L'utilisation de Fullwave nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité électrique. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Pour cela il faut disposer de conditions absorbantes aux abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux bords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. Dans notre travail, nous considérons le modèle des couches absorbantes découverte par J.P. Béranger [61] et désigné par PML (Perfectly Matched Layer) [62] qui est parfaitement adapté aux modélisations des frontières absorbantes en électromagnétisme.

#### **III.2.2.2 La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD)**

La méthode numérique des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) a été développée par Yee [63] en 1966 et ce n'est qu'en 1975 qu'une série d'articles préconisant ses futures applications sont apparus [64,65]. Grâce à ses avantages et à l'outil informatique devenant de plus en plus performant, la FDTD n'a cessé de gagner d'utilisateurs pour des applications de plus en plus variées. La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système. Elle ne fait intervenir aucune inversion de matrice. Sa formulation théorique [66] extrêmement simple fournit des prédictions d'une grande précision pour un large éventail de problèmes dans le domaine électromagnétique. Elle est à large bande, une excitation impulsionnelle dans le domaine temporel suffit à donner la réponse d'un système sur une large bande de fréquences via une transformation de Fourier. [67] Elle exige une excellente résolution qui nécessite des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, ce qui oblige à réduire la taille de l'espace de travail.

### III. 2. 3. Description de la fenêtre principale du programme R-Soft CAD

La fenêtre de programme de Rsoft CAD comporte une barre de menus en haut de la fenêtre, une barre des outils qui porte plusieurs icônes et la ligne d'état (voir figure III.1).

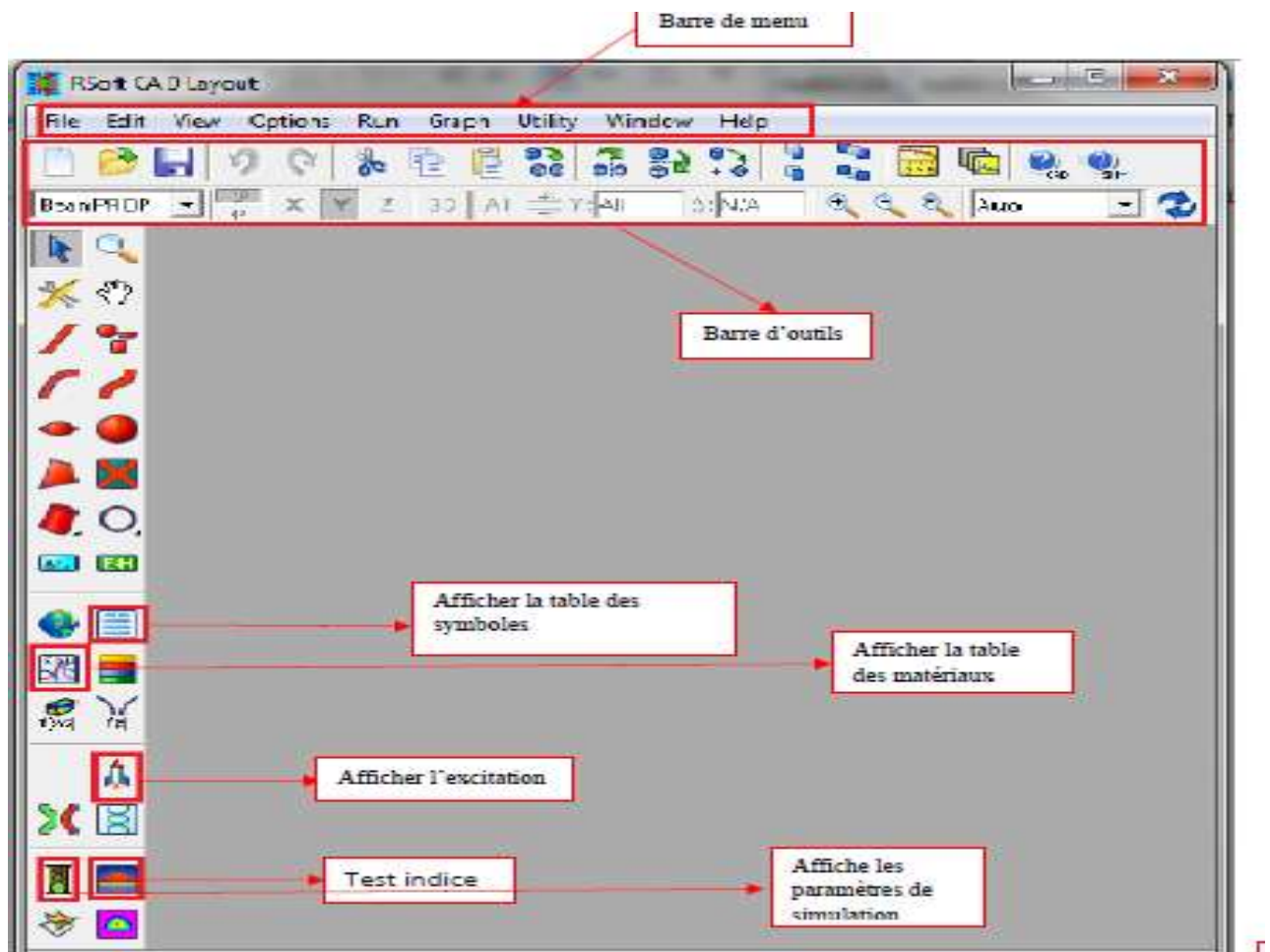

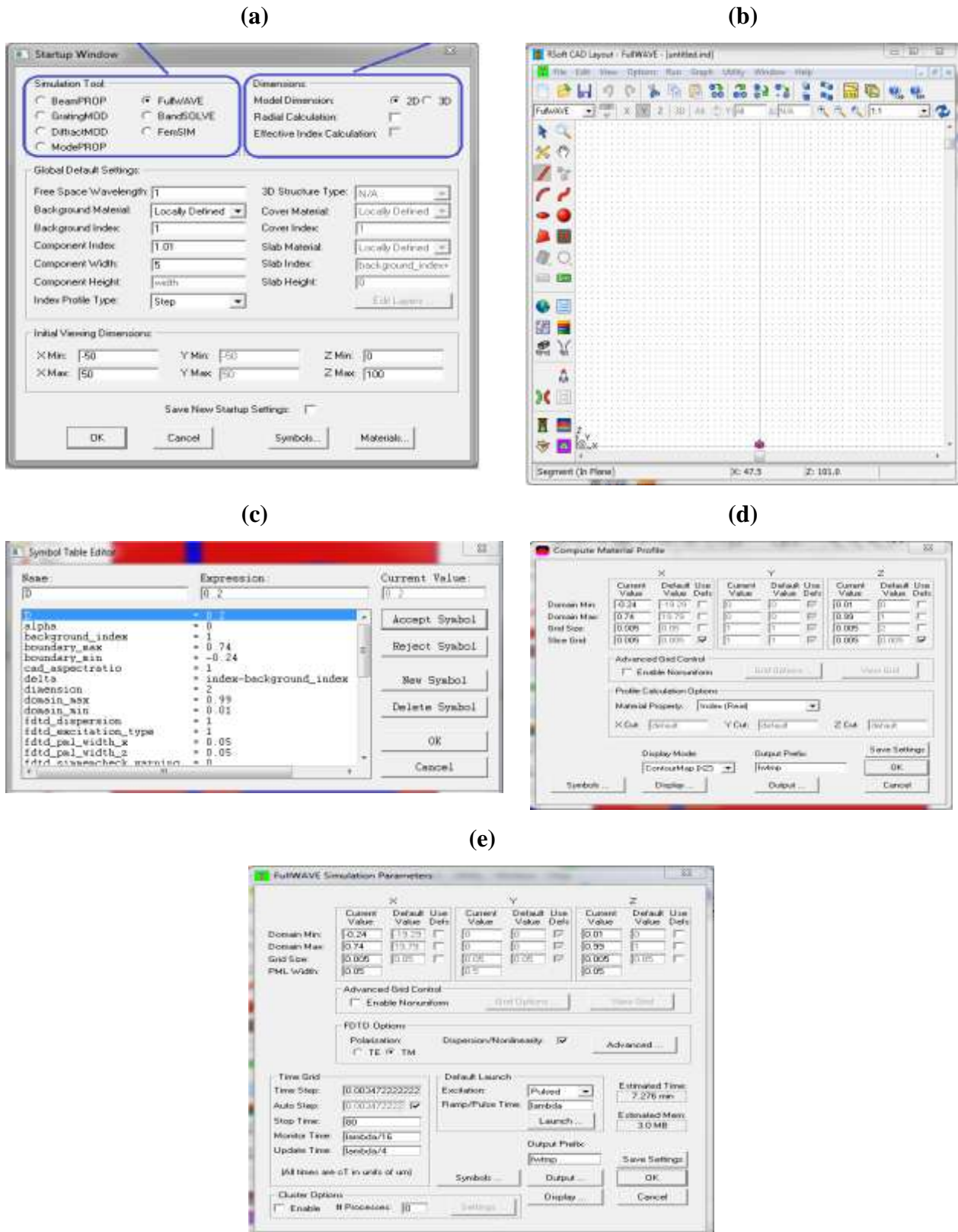


Figure III. 1: Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.

Pour créer un nouveau circuit, cliquez sur l'icône Nouveau circuit dans  la barre d'outils supérieure. Vous pouvez également choisir « Fichier / Nouveau » dans le menu. La boîte de dialogue de démarrage apparaît comme indiqué sur la Figure. III.2 (a). Cette boîte de dialogue demande informations de base sur le circuit à modéliser et le module de simulation à utiliser.



**Figure III.2:** a) La fenêtre de démarrage (startup Windows), b) Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit. c) l'éditeur du Tableau de symboles. d) fenêtre de compute material Profil e) La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE.


À ce stade, une fenêtre de mise en page est créée dans la fenêtre principale du programme de CAD, comme la montre la Figure. III.2 (a). Un gros la grille de coordonnées est indiquée par des points et les axes X et Z sont indiqués par des lignes gris clair. Notez que le X représente le transversale et est dessinée horizontalement, et Z représente la direction longitudinale ou de propagation et est dessinée verticalement [68].

On note que :


- Background Index : L'indice de réfraction du substrat
- Index Difference : La différence d'indice entre les trous et le substrat

Choisir le module de simulation FullWave, et le module dimensions 2D. Il faut remplir la différence d'indice par défaut entre la couche guidant et l'indice de substrat (Background index) on va cliquer sur OK pour obtenir la fenêtre de la Figure. III.2 (b)

**Détermination des variables :** Pour définir les variables Cliquer sur l'icône (Edit symboles) dans la fenêtre de RsoftCAD. Le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre Figure. III.2 (c). Ce tableau de symboles permet à l'utilisateur de créer ou modifier le variable défini par l'utilisateur (le rayon, la période, l'indice de réfraction, nombre de rangés). L'icône de symbole d'édition dans la fenêtre de CAD. Ceci ouvrira (symbole Table Editor) comme montré dans la figure (III.4) Pour placer les divers paramètres de la structure, et définir plusieurs variables tels que la période, le rayon, l'indice de réfraction [69].

**Vérification du profil d'index :** Pour vérifier la distribution d'index de la structure qu'on a créé. On appuie sur le bouton de profil d'index  et on change le pas de calcul, on met les valeurs max et min pour (Figure. III.2 (d))

Lorsque la structure est bien définie on doit effectuer la simulation à l'aide de l'outil de simulation Full Wave pour calculer la transmission à la sortie du guide, Avant de simuler,

on doit définir le champ, on clique sur le bouton  ' Perform Simulation''. Où l'utilisateur peut indiquer des paramètres de simulation avant de l'effectuer (voir Figure. III.2 (e)).On va choisir **Pulsed** et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier [70].

**Lancement de la simulation :** Une fois que les paramètres numériques et d'autres options sont acceptables, on clique sur *OK* pour commencer la simulation.

### III.3. Présentation de la structure étudiée

Dans notre scénario de simulation, les caractéristiques de transmission des structures proposées sont simulées par la FDTD implantée dans le module fullwave du simulateur commercial R-Soft. Les conditions aux limites absorbantes de couches parfaitement adaptées (PML) sont utilisées pour simuler les limites supérieure et inférieure de la structure. La grille de maillage uniforme ( $\Delta x, \Delta z$ ) égale à 5 nm a été choisie dans les deux directions x et z [71] pour assurer la rapidité, la précision du calcul et la convergence numérique de la méthode.

Dans les calculs et les résultats qui suivront, seul le mode TM constitué des composants  $E_x$ ,  $E_z$  et  $H$  est pris en compte en raison de son excitation évidente du plasmon sur les surfaces métalliques.

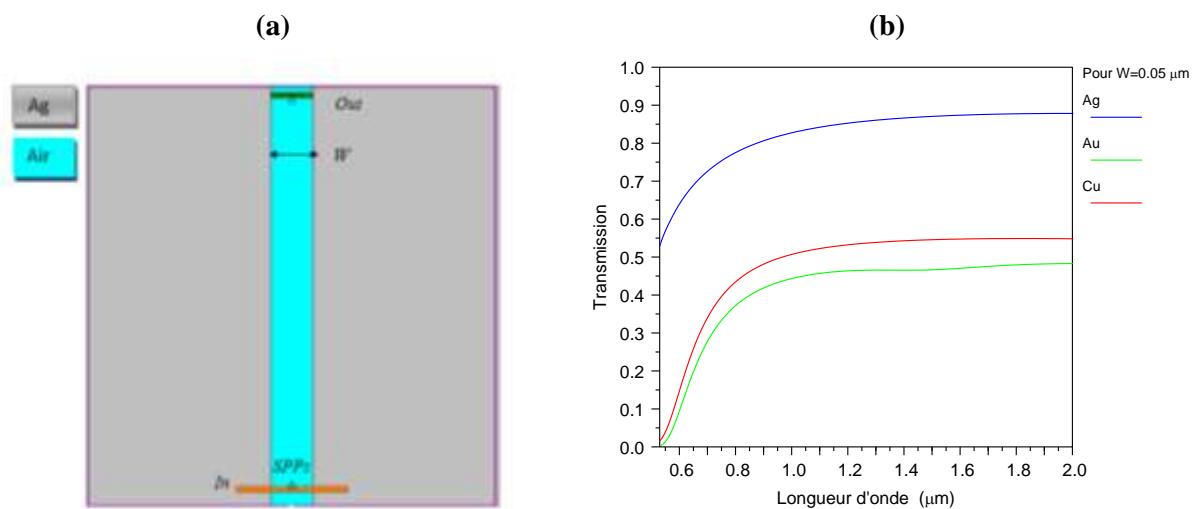
#### III.3.1 Modélisation du guide d'onde MIM

Les conceptions idéales de guides d'ondes plasmoniques s'essaient de maximiser à la fois le confinement et la longueur de propagation des plasmons de surface dans un circuit plasmonique.

Les polaritons de plasmons de surface sont caractérisés par un vecteur d'onde complexe, avec des composantes parallèles et perpendiculaires à l'interface métal-diélectrique. La partie imaginaire de la composante du vecteur d'onde est inversement proportionnelle à la longueur de propagation du SPP, tandis que sa partie réelle définit le confinement du SPP [72]. Ici, on peut dire que les caractéristiques de dispersion du SPP dépendent des constants diélectriques des matériaux constituant le guide d'ondes. La longueur de propagation et le confinement de l'onde de polariton du plasmon de surface sont inversement liés. Par conséquent, un confinement plus fort du mode entraîne généralement des longueurs de propagation plus courtes.

Plusieurs types de guides d'ondes ont été créés à la recherche d'un circuit plasmonique avec un fort confinement et une longueur de propagation suffisante. Certains des types les plus courants incluent polariton de plasmon de surface chargé diélectrique (DLSPP) [73], gap plasmon polariton (GPP) [74], channel plasmon polariton (CPP) [75], wedge surface plasmon polariton (wedge) [76] guides d'ondes et réseaux opto-plasmoniques hybrides [77,78], isolant-métal-isolant (IMI) [79], et métal-isolant-métal (MIM) [80].

Dans notre travail, la conception des structures plasmonique est basée sur les guides d'onde MIM en raison des bonnes propriétés de confinement de la lumière [81]. Un guide d'onde plasmonique MIM de largeur  $W$  [71, 82] est proposé. Il est formé en enlevant une partie de matériau dans la direction  $Z$  (voir figure.III.3 (a)). Le rôle principale de ce guide d'onde est la transmission de la lumière d'un endroit à un autre et diminué les pertes. La source est une lumière gaussienne, placée sur le côté gauche du guide d'ondes. Une fois que la lumière incidente polarisée en TM, les SPP seront excités, confinés et transmis dans le guide d'ondes MIM.



**Figure. III.3 :** a) Présentation d'un guide d'onde MIM simple, b) Spectre de transmission d'un guide d'onde MIM pour de différent métaux (Ag, Au et Cu).

Afin d'étudier la transmission du guide d'onde MIM, nous avons utilisé différents métaux (Ag, Au et Cu). Les spectres de transmission de la figure III.3 (b) obtenus pour différents métaux, montrent que la transmission correspondante à l'utilisation du métal Ag (argent) est la plus importante par rapport aux autres valeurs de métaux varie entre 55 % et 79 %. Donc, dans la suite de notre travail, on va utiliser le Ag pour la structure du guide MIM.

### III.3.2 Couplage d'un guide d'onde MIM et un résonateur circulaire

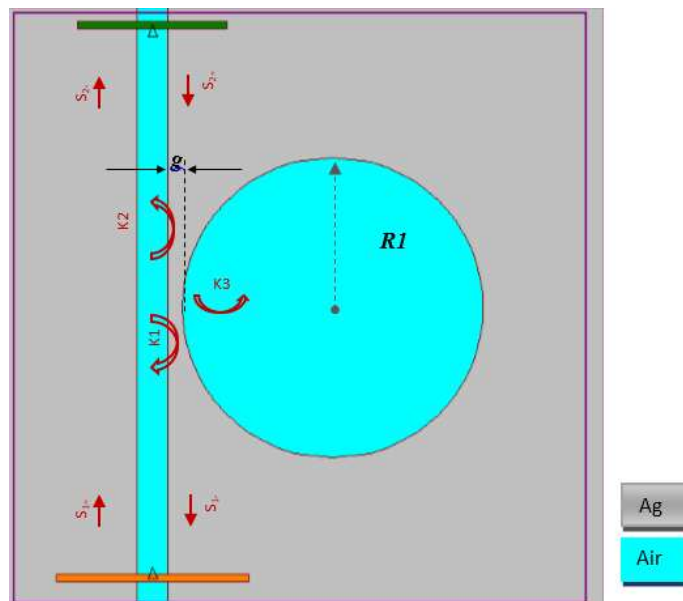
La construction d'un circuit plasmon de surface pratique et utilisable dépend fortement d'un compromis entre propagation et confinement. Maximiser à la fois le confinement et la longueur de propagation permet d'atténuer les inconvénients du choix de la longueur de propagation par rapport au confinement et vice versa.

A ce jour, plusieurs conceptions plasmoniques basées sur des SPPs ont proposé pour réaliser des résonateurs optiques à hautes performances. Ces dispositifs sont basés sur des guides d'ondes métal-isolant-métal (MIM) couplés à des résonateurs circulaire et annulaire. Et cela due en raison des bonnes propriétés de confinement de la lumière, de la large gamme de fréquences disponibles, et de la facilité de fabrication.

La structure proposée est basée sur un coulage d'un guide d'onde MIM (étudier précédemment) avec un résonateur circulaire.

Pour clarifier les phénomènes de résonance, certains paramètres sont introduits dans la Figure suivante à savoir, l'onde SPP de la cavité ( $S_i$ ,  $S_t$ ) et On note  $K_1$  et  $K_2$  les coefficients de couplage entre les branches gauche/droite/guide d'onde et le résonateur à jonction.  $K_3$  comme coefficients de couplage entre le guide d'onde et le résonateur circulaire. La transmission  $T$  peut être calculée comme suit lorsqu'une certaine onde optique de fréquence  $\omega$  est lancée sur le port d'entrée du guide d'ondes MIM, la transmittance  $T$  peut être calculée comme suit [83, 84] :

$$T = \left| \frac{S_t}{S_i} \right|^2 = \frac{k_1 k_1 [j(\omega - \omega_r) + k_r^2]}{[j(\omega - \omega_s) + k_1^2 + k_2^2 + k_r^2][j(\omega - \omega_r) + k_r^2] - k_r^2} \Big|^2 \quad (2)$$



**Figure. III.4 :** schéma d'un résonateur plasmonique circulaire

Afin de comprendre l'effet d'un résonateur circulaire couplé latéralement à le guide d'ondes, les spectres de transmission simulés sont calculés numériquement par la méthode FDTD et donnés sur la figure III.5. Ici, les paramètres géométriques de la structure proposée ont été définis comme  $w=50\text{nm}$ ,  $R1=280\text{nm}$ ,  $G= 10 \text{ nm}$ . Le spectre de transmission est calculé avec une variation du rayon  $R1$  du  $0.26 \mu\text{m}$  jusqu'à  $0.30 \mu\text{m}$  avec un pas de  $0.01\mu\text{m}$ . Nous

remarquons ici l'apparence de deux creux de transmission, coïncide avec les modes de résonances  $\lambda_{res1} = 0.68966 \mu\text{m}$   $\lambda_{res2} = 1.0959 \mu\text{m}$ .

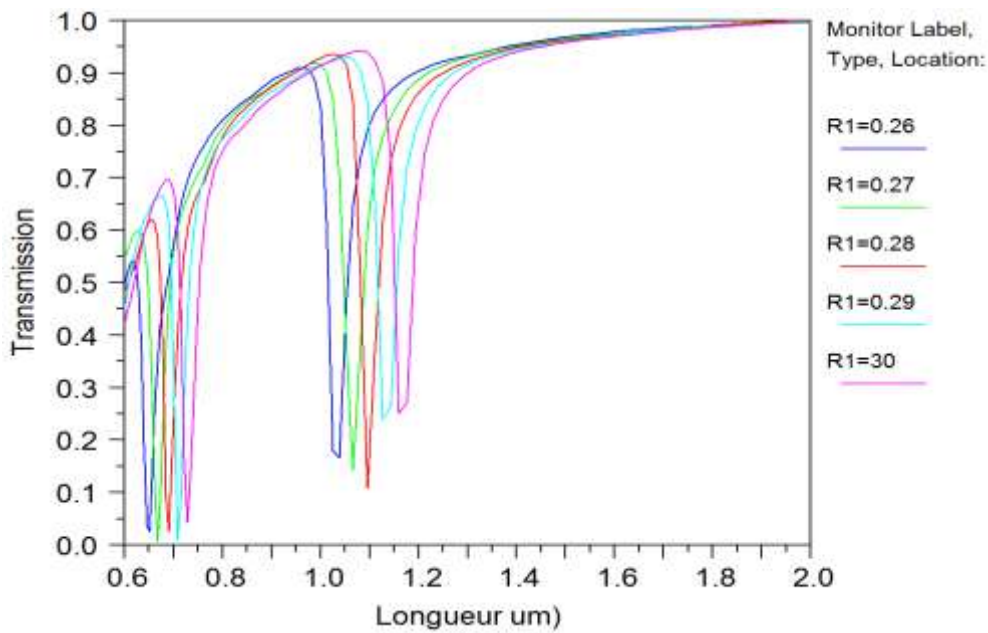


Figure. III.5 : spectre de transmission du premier résonateur proposé (circulaire)

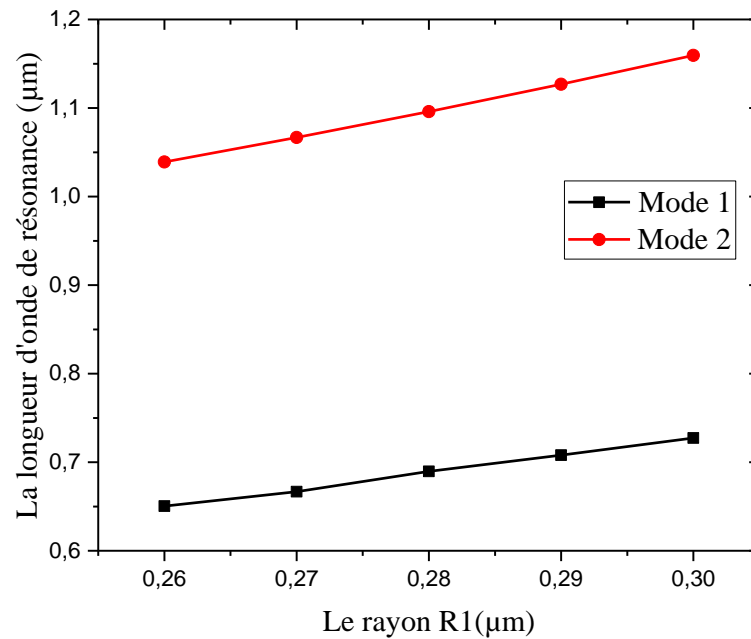
R1 ( $\mu\text{m}$ )	Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )		Facteur de qualité		TC	
	$\lambda_1$	$\lambda_2$	Q1	Q2	TC1	TC2
0.26	0.65041	1.039	25.2488	24.05	20.7923	5.4543
0.27	0.66667	1.0667	21.7439	23.547	80.17797	6.385096
0.28	0.68966	1.0959	27.2377	27.3975	23.31179	8.7072
0.29	0.70796	1.1268	30.4892	23.82	61.8035	3.908266
0.30	0.72727	1.1594	24.8469	25.14967	16.28585	3.753762

Tableau III.1 : La longueur d'onde de résonance, facteur de qualité Q et le rapport de transmission des deux modes pour différents valeur de R1.

Nous présentons dans le tableau. III.1 la variation de la longueur d'onde de résonance, facteur de qualité Q et le rapport de transmission des deux modes pour différents valeur de R1.

Le facteur de qualité (Q) est un paramètre vital pour les résonateurs optiques. Il est défini comme  $Q = \lambda_{res} / FWHM$ . Où  $\lambda_{res}$  est la longueur d'onde de résonance, et FWHM est pleine largeur du pic ou du creux à mi-hauteur. Ici Q varie entre 21.74 et 30.48 pour les deux modes de résonances.

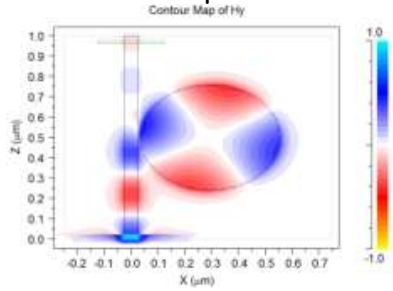
L'autre terme utilisé pour évaluer les performances d'un résonateur plasmonique est le rapport de contraction de la longueur d'onde de résonance définie comme  $Tc = T_{max}/T_{min}$ , où  $T_{max}$  est le bord maximal du creux (ou du pic) et  $T_{min}$  est la transmission minimal du creux (ou le montant le plus bas du pic), est également un paramètre clé pour les applications pratiques. Les rapports de contraction ont été variés entre 3.7 et 80.17. Par conséquent, notre structure proposée à un taux de contraction élevé, ce qui est très avantageux pour une utilisation opérationnelle.



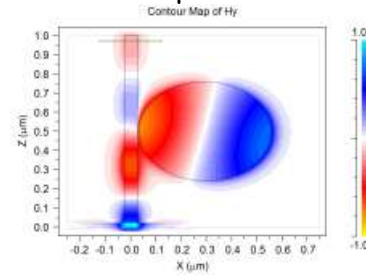
**Figure. III.6 :** Variation de la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_M$ ) en fonction du R1

La figure III. 6 montre variation de la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_{res}$ ) en fonction du R1. Deux mode de résonances apparaitre dans cette figure. Nous constatons également un décalage de la valeur de la longueur d'onde de résonance des deux modes vers les longueurs d'onde les plus grandes.

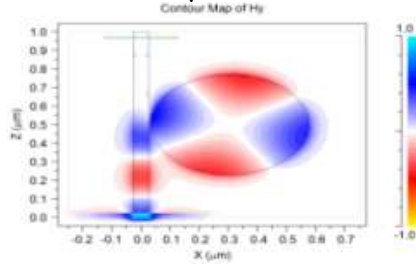
$R1=0.26 \mu\text{m}$   $\lambda_{\text{res}1}=0.650410 \mu\text{m}$



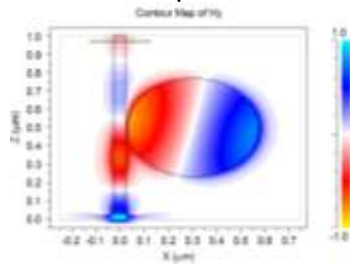
$\lambda_{\text{res}2}=1.039 \mu\text{m}$



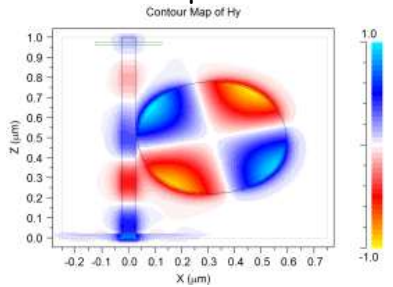
$R1=0.27 \mu\text{m}$   $\lambda_{\text{res}1}=0.66667 \mu\text{m}$



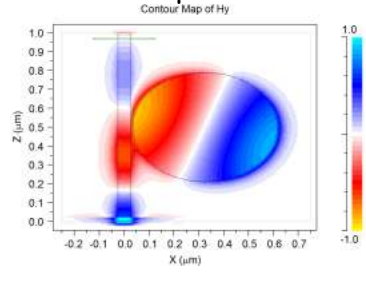
$\lambda_{\text{res}2}=1.0667 \mu\text{m}$



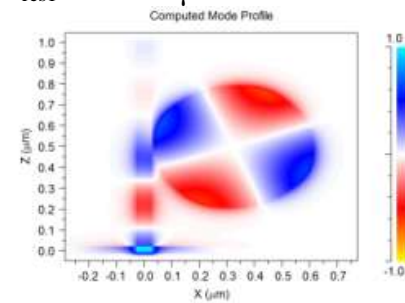
$R1=0.28 \mu\text{m}$   $\lambda_{\text{res}1}=0.68966 \mu\text{m}$



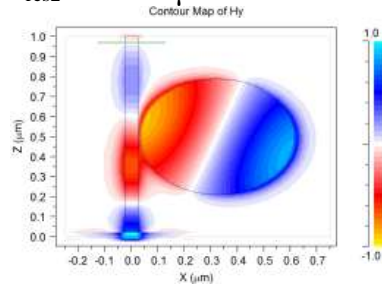
$\lambda_{\text{res}2}=1.0959 \mu\text{m}$



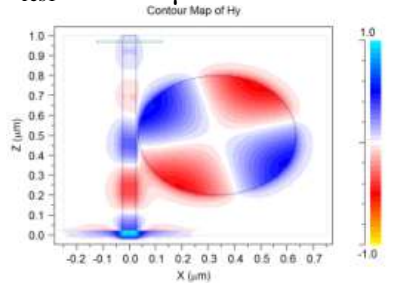
$R1=0.29 \mu\text{m}$   $\lambda_{\text{res}1}=0.70796 \mu\text{m}$



$\lambda_{\text{res}2}=1.1268 \mu\text{m}$



$R1=0.30 \mu\text{m}$   $\lambda_{\text{res}1}=0.7272 \mu\text{m}$



$\lambda_{\text{res}2}=1.1594 \mu\text{m}$

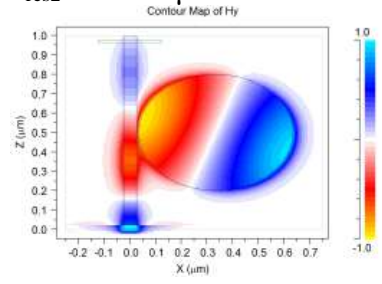


Figure. III.7 distribution du champ ( $H_y$ ) du système couplé des deux modes de résonance pour différentes valeur du  $R1$ .

La Figure. III.7 montre les distributions de champ magnétique (H-field) pour  $\lambda_{res1}, \lambda_{res2}$  ( les creux de transmission de gauche à droite). Les modes de résonance sont classés par  $TM_m$ . Où  $m$  est le nombre de nœuds d'ondes stationnaires dans le résonateur circulaire. D'après la figure. III. 7, les modes de résonance sont  $TM_4$ , et  $TM_2$ .

De plus, la distribution de champ magnétique  $H$  (des deux modes  $TM_4$  et  $TM_2$ ) pour  $R=0.28\mu m$  est intense à l'intérieure du résonateur circulaire, l'énergie des ondes électromagnétiques était principalement confinée dans le résonateur. Par conséquent, ces deux creux de transmission sont plus sensibles à la variation de l'indice de réfraction autour de la surface de distribution, ce qui est très utile pour améliorer la sensibilité et les performances du capteur à indice de réfraction (RI).

### III.3.3 Couplage d'un guide d'onde MIM et un résonateur en anneau RR (Ring Resonator)

Un résonateur à anneau fendu est une structure simple produite artificiellement. Leur but est de produire la susceptibilité magnétique souhaitée (réponse magnétique) dans divers types de métamatériaux jusqu'à 200 terahertz . Les micro-résonateurs optiques intégrés à mode guidé les plus étudiés sont les micro-résonateurs en forme d'anneau et d'hippodrome. Les mode de résonance dans ce type de résonateur peuvent apparaitres dans le MIR (Mid infrared ).

Les nouvelles technologies utilisent une petite partie du spectre électromagnétique de la lumière dans le proche infrarouge. L'exploitation d'autres bandes spectrales permettra de développer d'autres phénomènes et des puces optiques avec de nouvelles fonctions. Pour cela, le domaine électromagnétique du moyen infrarouge y est particulièrement intéressant. Certes, de nombreuses molécules absorbent ou émettent spécifiquement des rayonnements infrarouges dans cette zone.

Afin de comprendre l'effet d'un résonateur en anneau couplé latéralement avec le guide d'ondes (voir la figure III.9), les spectres de transmission simulés sont calculés numériquement par la méthode FDTD et donnés sur la figure III.9. ici, les paramètres géométriques de la structure proposée ont été définis comme  $w=50nm$ ,  $R1=280nm$ ,  $G= 10 nm$ ,  $R2$  variable.

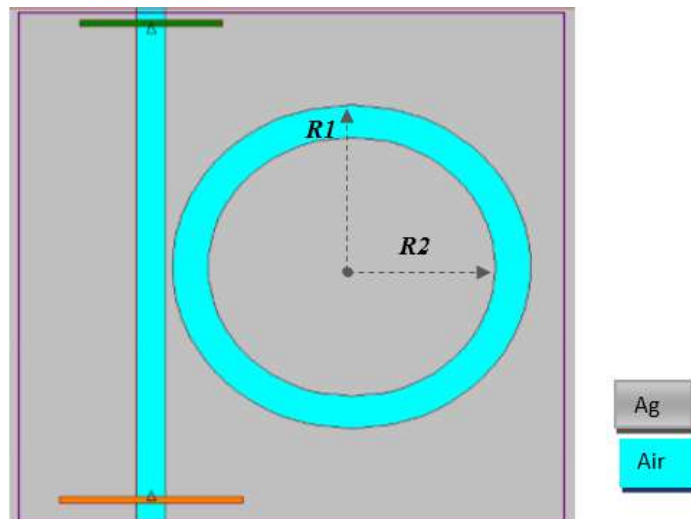


Figure. III.8 : schéma d'un résonateur plasmonique annulaire

La figure .III.9 montre les caractéristiques de transmission à la sortie de la structure proposée, les spectres de transmission ont été étudiés avec différentes valeurs de R2. Nous remarquons l'apparence de trois creux de transmission, coïncide avec les trois modes de résonances à des longueurs d'ondes suivant :  $\lambda_{res1} = 1,09589$ ,  $\lambda_{res2} = 1,7021$  et  $\lambda_{rs3} = 3.333 \mu\text{m}$  pour  $R2=0.27 \mu\text{m}$ . L'augmentation du rayon R2 peut augmenter que légèrement la longueur efficace du résonateur en anneau, ce qui permet de décaler la longueur d'onde de résonance vers le moyen d'infrarouge. Et ceci est particulièrement intéressant car Certes, de nombreuses molécules absorbent ou émettent spécifiquement des rayonnements infrarouges dans cette zone.

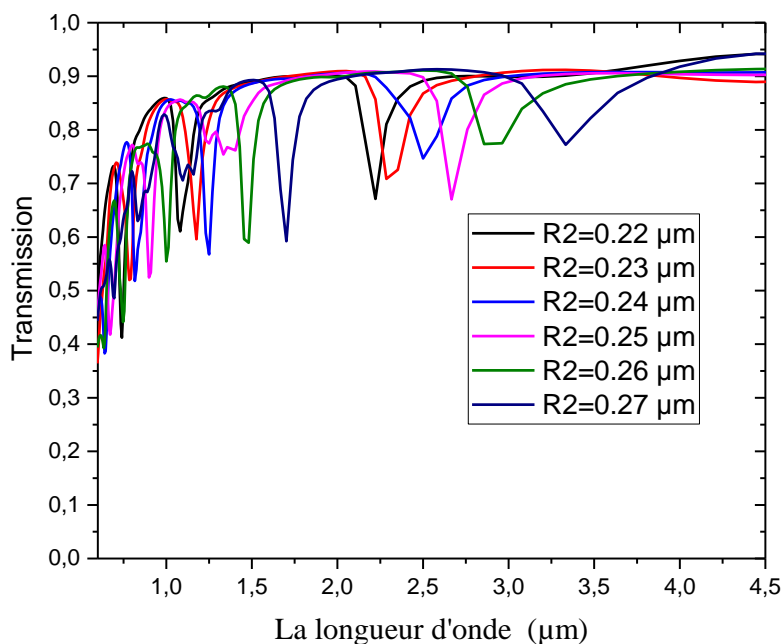


Figure. III.9 : spectre de transmission du deuxième résonateur proposé (en anneau)

R2	Longueur d'onde de résonance $\lambda_{res}$ ( $\mu\text{m}$ )			TC		
	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	Tc 1	Tc 2	Tc 2
0.22	0.7476	1,08108	2.2222	15.39	3.1430	2.7579
0.23	0,7843137	1,17647	2,2857	5.0353	2.4936	3.2139
0.24	0,81633	1,25	2,5	7.4747	0.7120	2.1716
0.25	0,89888	1,33333	2,66667	3.8070	1.4415	2.9463
0.26	1	1,48148	2,85714	1.8288	2.2136	2.0344
0.27	1,09589	1,7021	3.3333	1.1238	1.2563	1.5767

Tableau III.2 : La longueur d'onde de résonance et le rapport de transmission des deux modes pour différents valeur de R2.

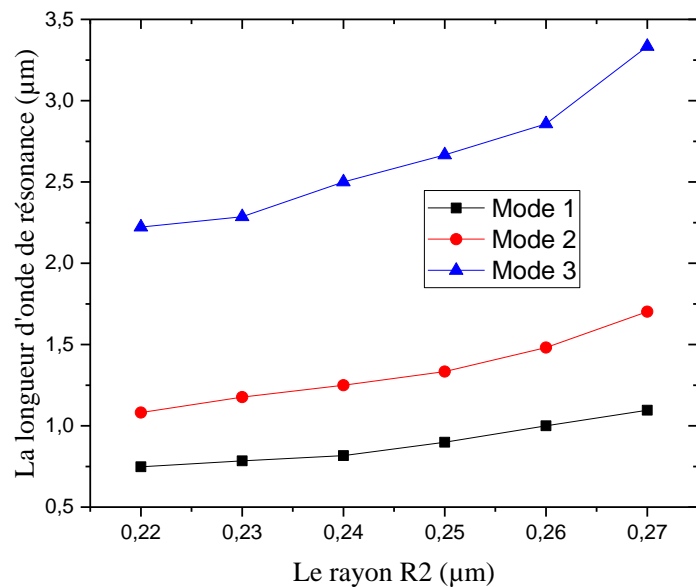


Figure. III.10 : Variation de la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_{res1, 2}$  et 3) en fonction du R2

### III.3.3 Couplage d'un guide d'onde MIM et un résonateur carré avec un défaut circulaire

La troisième structure proposée basée sur un résonateur carré défectueux, le défaut en Ag sous forme de circulaire est inséré dans le résonateur carré, et cela pour augmenter l'interaction lumière / matière. Les paramètres géométriques de la structure proposée ont été définis comme  $w=50\text{nm}$ ,  $G= 10 \text{ nm}$ ,  $A=500\text{nm}$ ,  $R$ in varie.

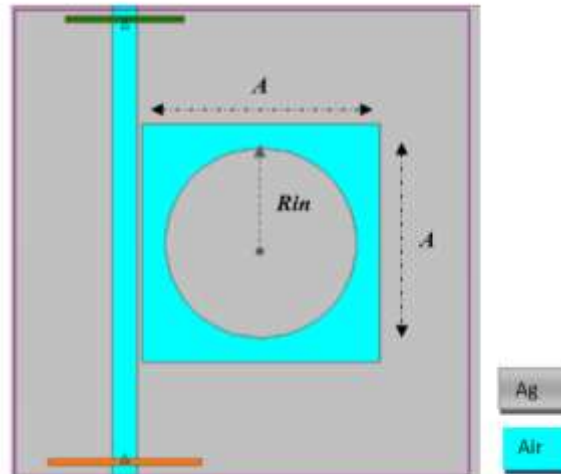


Figure. III.11 : schéma d'un résonateur plasmonique carré avec un défaut circulaire

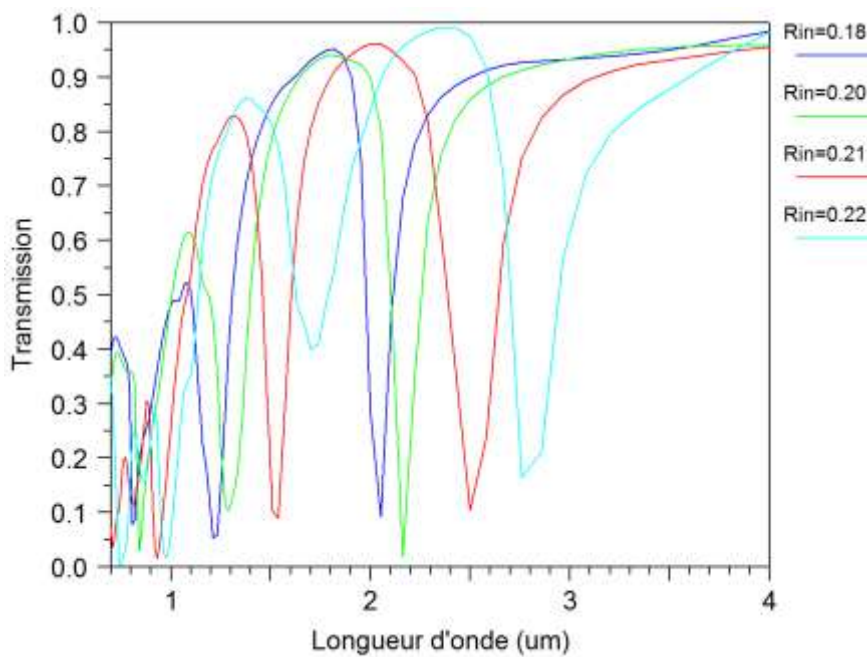
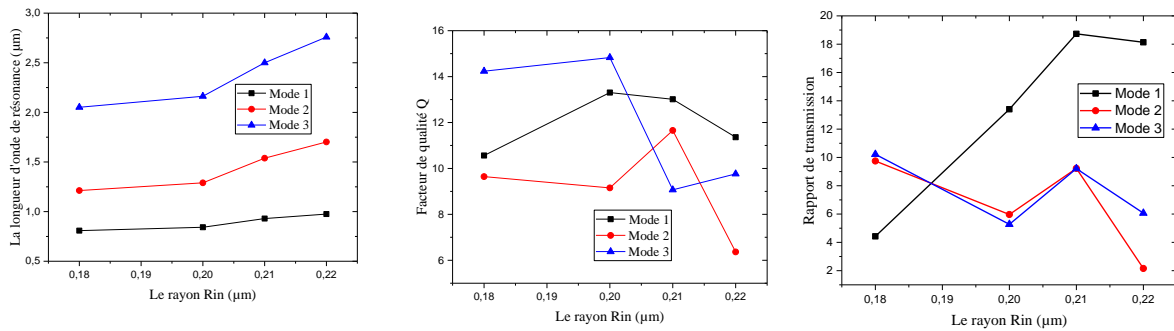


Figure. III.12 : spectre de transmission du troisieme résonateur proposé (d'un résonateur plasmonique carré avec un défaut circulaire)

La figure III.12 montre l'apparence de trois creux de transmission, coïncide avec les trois modes de résonances à des longueurs d'ondes suivant :  $\lambda_{res1} = 0.97561 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_{res2} = 1.702 \mu\text{m}$  et  $\lambda_{res3} = 2.7586 \mu\text{m}$  pour  $R_{in} = 0.22 \mu\text{m}$ . nous remarquons ici le troisième mode de résonance est proche de la zone MIR, et comme nous avons indiqué précédemment, le domaine électromagnétique du moyen infrarouge y est particulièrement intéressant pour des applications en biomédical.

Rin (μm)	Longueur d'onde λ <sub>res</sub> (μm)			Facteur de qualité			TC		
	λ <sub>1</sub>	λ <sub>2</sub>	λ <sub>3</sub>	φ <sub>1</sub>	φ <sub>2</sub>	φ <sub>3</sub>	TC <sub>1</sub>	TC <sub>2</sub>	TC <sub>3</sub>
0.18	0.80808	1.2121	2.0513	10.5617	9.6428	14.2352	4.42723	9.74903	10.2230
0.20	0.84211	1.2903	2.1622	13.3034	9.15106	14.8299	13.40083	5.968266	5.274577
0.21	0.93023	1.5385	2.5	13.012	11.655	9.067	18.73047	9.226377	9.210526
0.22	0.97561	1.7021	2.7586	11.360	6.36299	9.7615	18.1341	2.15558	6.06229

**Tableau III. 3 :** La longueur d'onde de résonance, Facteur de qualité et le rapport de transmission des Trois modes de résonances pour différents valeur de Rin.

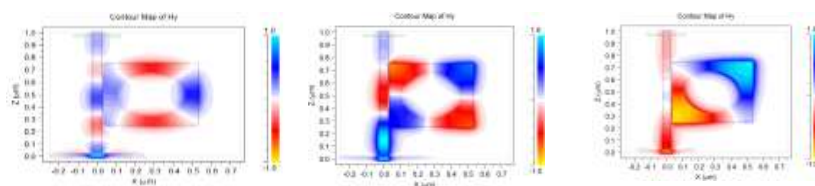


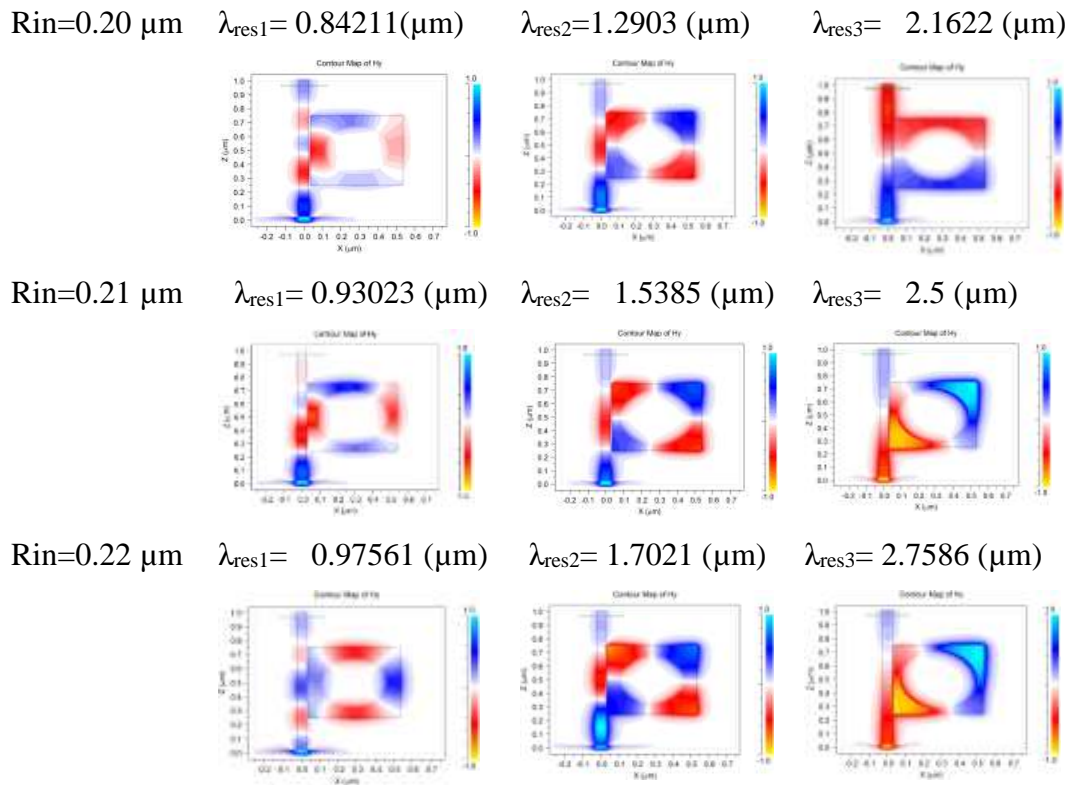
**Figure. III.13 :** Variation de a) la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_M$ ), b) facteur de qualité et c) le rapport de transmission pour les trois modes de résonances en fonction du Rin

Nous remarquons dans la figure .III.13 (a) variation de la longueur d'onde de résonance ( $\lambda_{res}$ ) des trois modes en fonction du Rin. Nous constatons également un décalage de la valeur de la longueur d'onde de résonance des trois modes vers les longueurs d'onde les plus grandes.

Une variation du facteur de qualité (Q) pour les trois modes entre 6.36 et 14.8299 en fonction du même critère. Une légère variation du rapport de transmission (Tc) pour les modes 2 et 3, par contre le premier mode peut atteindre un rapport de 18.73.

Rin=0.18 μm     $\lambda_{res1}= 0.80808$  (μm)     $\lambda_{res2}= 1.2121$  (μm)     $\lambda_{res3}= 2.0513$  (μm)





**Figure. III.14** distribution du champ ( $H_y$ ) du système couplé des deux modes de résonance pour différentes valeur du  $R_1$ .

La Figure. III.14 montre les distributions de champ magnétique (H-field) pour  $\lambda_{res1}, \lambda_{res2}$  et  $\lambda_{res3}$  (les ceux de transmission de gauche à droite). D'après cette figure, les modes de résonance sont  $TM_4, TM_4$  et  $TM_2$ .

Ici, la distribution de champ magnétique  $H$  des deuxième et troisième modes  $TM_4, TM_2$  pour sont les plus intense à l'intérieure du résonateur carré par apport au premier mode, l'énergie des ondes électromagnétiques était principalement confinée dans le résonateur.

### III. 3. 4. Résonance de Fano

La structure du micro-résonateur plasmonique basée sur la résonance Fano est schématisée sur la Figure. III. 15, elle se compose d'un résonateur carré défectueux et d'un guide d'ondes MIM avec une nano-paroi métallique mince directement sous le résonateur carré. Une rainure ovale en argent est insérée dans le résonateur carré pour générer un défaut,  $R_{out1}=200\text{nm}$  est le rayon de deux disques entrelacés avec la distance ( $E=65\text{nm}$ ). Pour s'assurer que le seul mode SPP fondamental de type  $TM_0$  peut être excité et transmis, la largeur du guide d'onde MIM est fixée à  $w = 50 \text{ nm}$  au long de ce travail, et l'épaisseur du nano-paroi est  $D=40 \text{ nm}$ .

Les résonateurs couplés au guide d'ondes MIM peuvent produire des effets optiques spéciaux, tels que la résonance de Fano [83] et, dans certains cas, la transparence induite électromagnétiquement (EIT). La résonance Fano présente une forme de ligne asymétrique nette dérivant de l'interférence entre un état discret et un état continu large, offrant un facteur de mérite élevé (FOM) en mesures [85].

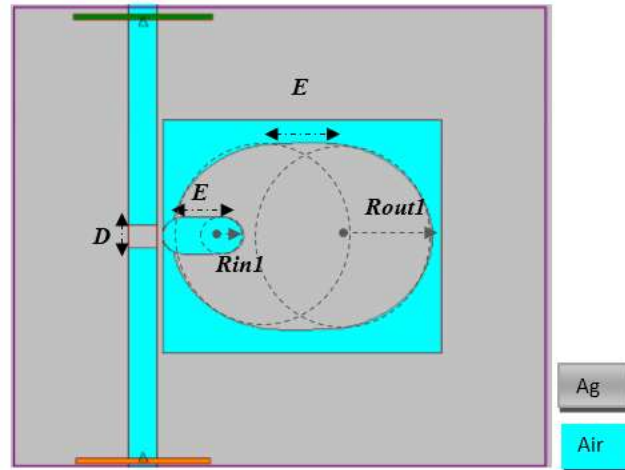


Figure. III.15 : la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano

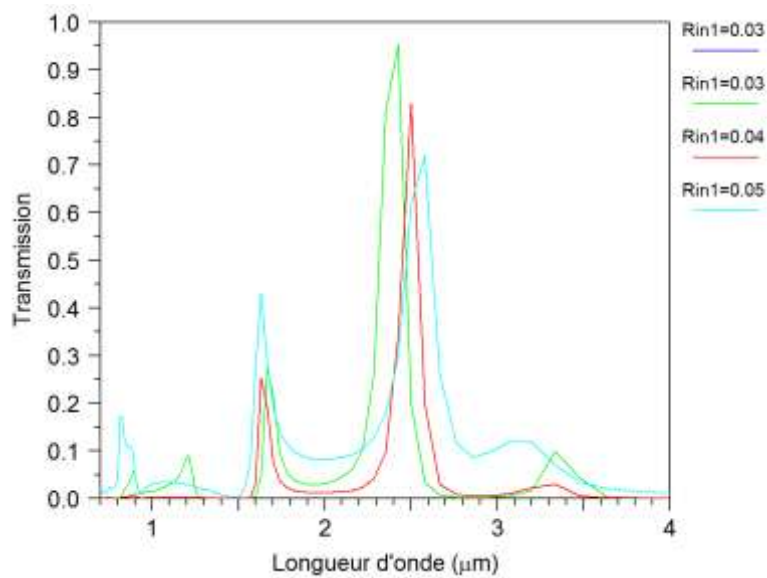


Figure. III.16 : spectre de transmission la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano pour différent valeur de  $R_{in1}$

La figure. III.16 montre le spectre de transmission de la structure finale proposée, en fonction nous remarquons l'apparition de deux pics asymétriques de Fano. Le couplage cohérent et

l'interférence entre l'état continu qui est supporté par le guide d'onde à nano-paroi et les deux états discrets qui sont générés par le résonateur carré défectueux, génèrent les résonances Fano.

$R_{in1}(\mu\text{m})$	Transmission (MODE1)	Transmission MODE2
0.02	0.5237	0.9765
0.03	0.5166	0.9733
0.04	0.5027	0.9104
0.05	0.4312	0.7197

Tableau III. 4 : La transmission des deux modes pour différentes valeurs de  $R_{in1}$ .

$R_{in1} (\mu\text{m})$	FWHM( $\mu\text{m}$ ) (MODE1)	FWHM( $\mu\text{m}$ ) MODE2
0.02	0.1284	0.2195
0.03	0.1098	0.2073
0.04	0.1047	0.1879
0.05	0.101	0.209

Tableau III. 5 : FWHM des deux modes pour différentes valeurs de  $R_{in1}$ .

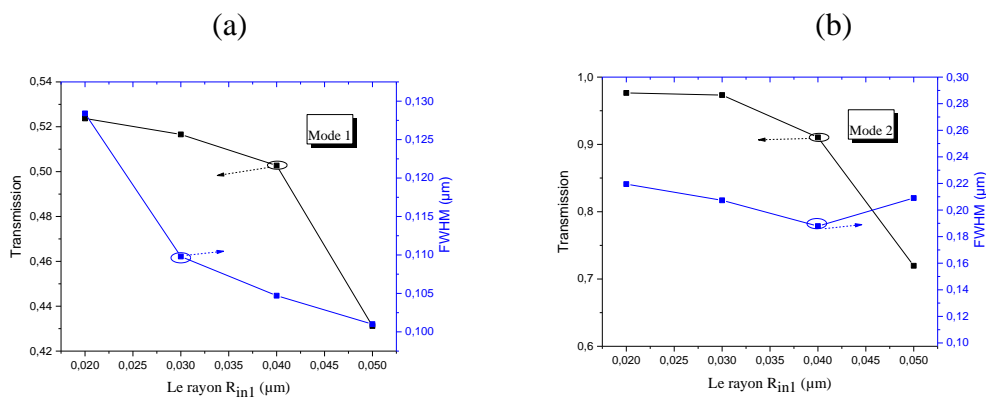


Figure. III.17 : a) La transmission et la FWHM de la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano pour le mode 1, b) La transmission et la FWHM la structure proposée du résonateur plasmonique de Fano pour le mode 2 pour différentes valeurs de  $R_{in1}$

Les deux figures III. a et b montrent la variation de transmission et la FWHM en fonctions de  $R_{in1}$  pour les modes 1 et 2 respectivement. Nous remarquons que la transmission des pics de résonance diminue lorsque le rayon  $R_{in1}$  augmente. La transmission la plus élevée est pour  $R_{in1}=0.02\mu\text{m}$ . Par contre, la meilleure FWHM est la plus faible pour  $R_{in1}=0.04\mu\text{m}$ , la plus

faible valeur du FWHM nous donne un facteur de qualité élevé, ceci est souhaitable pour application filtrage.

### III.4. Perspective d'application

En raison de la forme de ligne asymétrique et de la dépendance entre les longueurs d'onde maximales de Fano et l'indice de réfraction du matériau diélectrique, une sensibilité élevée de la réponse spectrale peuvent être donnés par la résonance de Fano en faisant varier l'indice de réfraction du milieu environnant.

La structure proposée peut être utilisée comme capteurs d'indice de réfraction (RI), en raison des caractéristiques extrêmement sensibles aux différents matériaux diélectriques. La Sensibilité ( $S$ ) est un paramètre vital pour les capteurs. Elle est caractérisée par le décalage de longueur d'onde  $\Delta\lambda$  avec le changement d'indice de réfraction ( $\Delta n$ ) [86, 87], et elle peut être exprimé comme  $S = \Delta\lambda / \Delta n$ .

En remplaçant l'air dans le résonateur carré et l'ovale interne de défaut par des analyte à indice de réfraction différent  $n=1.02, 1.04, 1.06, 1.08$ , la structure conçue peut servir d'un capteur RI plasmonique sur puce. Le spectre de transmission est représenté sur la figure III.18.b. L'indice de réfraction de de l'analyte infiltré dans le résonateur change, ce qui module les formes et les positions spectrales. Des mesures très sensibles sont récupérées à partir de la forme spectrale asymétrique induite par la résonance Fano. Avec les paramètres optimaux de la conception proposée, la sensibilité  $S$  du capteur RI est de 1700,85 nm/RIU et 4032,5 nm/RIU pour le mode 1 et le mode 2 respectivement.

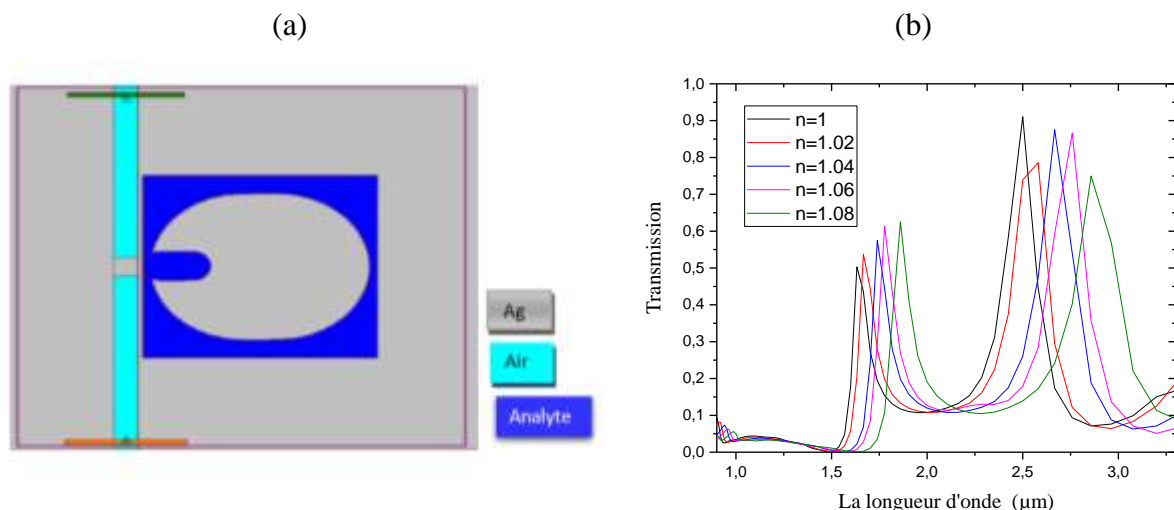


Figure. III.18 : a) la structure du capteur RI plasmonique proposé, b) Spectre de transmission du capteur RI plasmonique proposé .

### **III.5. Conclusion**

Dans ce dernier chapitre nous avons proposé plusieurs structures des résonateur plasmonique pour des différents domaines d'application. Au premier lieu nous avons étudié la transmission du résonateur circulaire couplé avec un guide d'onde MIM en utilisant la méthode FDTD. Avec cette structure deux modes deux résonances ont été obtenue. Les spectres de transmission de la première structure proposée ont été étudié et analyser en changeant les paramètres géométriques de la structure. Un bon facteur de qualité  $Q$  a été obtenue varie entre 21.74 et 30.48 pour les deux modes de résonances. Ensuite nous avons proposé une structure d'un résonateur en anneau couplé avec un guide d'onde MIM, trois mode de résonance sont apparaitre dans le spectre de transmission de cette structure ( $\lambda_{res1} = 1,09589$ ,  $\lambda_{res2} = 1,7021$  et  $\lambda_{res3} = 3.333 \mu\text{m}$ ). Le troisième mode de résonance est dans la zone MIR, et ceci est particulièrement intéressant pour des applications en biomédical, car nombreuses molécules absorbent ou émettent spécifiquement des rayonnements infrarouges dans cette zone. A la fin nous avons proposé un nouveau résonateur carré défectueux couplé avec un guide d'onde MIM pour avoir des résonances de Fano, qui sont très souhaitables pour des applications filtrage et la bio-détections et ceci en raison leurs forme asymétrique. Le couplage cohérent et l'interférence entre l'état continu qui est supporté par le guide d'onde à nano-paroi et les deux états discrets qui sont généré par le résonateur carre défectueux, génèrent les résonances Fano. Comme une perspective d'application, nous avons proposé la dernière structure optimisée comme un capteur RI, ce capteur peut atteindre une sensibilité élevée de 1700,85 nm/RIU et 4032,5 nm/RIU pour le mode1 et le mode 2, respectivement.



***Conclusion générale***

## *Conclusion générale*

Ce travail visait à mettre au point des micro-résonateurs optiques intégrés pour des applications en communication, filtrage et bio-détection sans marquage... De telles structures plasmoniques et photoniques permettent de répondre aux nombreux besoins actuels des secteurs demandeurs en ces domaines toujours plus performants.

Récemment, des nouvelles études ont été menées sur ces dispositifs optiques dans différents groupes de recherche à travers le monde, amenant à proposer et étudier de nouvelles structures afin d'améliorer les caractéristiques du transducteur optique à base de micro-résonateur.

Dans ce cadre, nous avons décidé d'exploiter les propriétés structurales et optiques des matériaux métal et diélectrique comme des matériaux de base du micro-résonateur plasmonique. L'utilisation de la résonance plasmonique de surface SPR a été étudiée approfondies pour le filtrage et la détection pendant trois décennies. Les dispositifs de détection plasmoniques à base SPR sont maintenant largement commercialisés par plusieurs entreprises internationales pour la caractérisation et la quantification de molécules.

Dans cette optique, le travail de cette mémoire s'inscrit, tout en exploitant une étude des micro-résonateurs optiques à base des structures plasmonique à l'aide du logiciel Rsoft CAD pour des applications filtrage et bio-détection.

Dans la première chapitre du mémoire, nous avons défini le micro-résonateur optique et son principe de fonctionnement et étudie la fonction de transfert caractéristiques spectrales. Nous avons présenté les types de micro-résonateur ainsi que les modes de propagation, les modes galerie et les modes guidée.

Comme deuxième chapitre, nous avons rappelé des définitions sur les plasmoniques. Nous avons aussi décrit le phénomène de plasmons de surface et leur condition de résonance. Ensuite nous avons présenté en détails les différents types des plasmons ainsi que La résonance de plasmons de surfaces (SPR). A la fin nous avons cité quelques théorie optique de couplage et les quelques applications de la plasmoniques.

Dans le dernier chapitre nous avons proposé plusieurs structures plasmoniques à base des micro-résonateurs pour des différents domaines d'application. Au premier lieu nous avons étudié la transmission du résonateur circulaire couplé avec un guide d'onde MIM (Métal-Isolant – Métal) en utilisant la méthode FDTD. Avec cette structure deux modes deux résonances ont été obtenue. Les spectres de transmission de la première structure proposée ont été étudié et analyser en changeant les paramètres géométriques de la structure. Un bon facteur

de qualité  $Q$  a été obtenue varie entre 21.74 et 30.48 pour les deux modes de résonances. Un facteur de transmission  $T_c$  élevée a été obtenue avec la structure étudié, atteint une valeur de 80.17, et ceci est trop souhaitable pour les applications filtrage. De plus, la distribution de champ magnétique  $H$  (des deux modes  $TM_4$  et  $TM_2$ ) est intense à l'intérieure du résonateur circulaire, l'énergie des ondes électromagnétiques était principalement confinée dans le résonateur circulaire. Par conséquent, ces deux creux de transmission sont très sensibles à la variation de l'indice de réfraction autour de la surface de distribution, ce qui est très utile pour améliorer la sensibilité et les performances du capteur à indice de réfraction (RI). Dans l'étape suivante, nous avons proposé une structure d'un résonateur en anneau couplé avec un guide d'onde MIM, trois mode de résonance sont apparaitre dans le spectre de transmission de cette structure ( $\lambda_{res1} = 1,09589$ ,  $\lambda_{res2} = 1,7021$  et  $\lambda_{res3} = 3.333 \mu\text{m}$ ). Le troisième mode de résonance est dans la zone MIR, et ceci est particulièrement intéressant pour des applications en biomédical. A la fin nous avons proposé un nouveau résonateur carré défectueux couplé avec un guide d'onde MIM pour avoir des résonances de Fano, qui sont très souhaitables pour des applications filtrage et la bio-détections et ceci en raison leurs forme asymétrique. Le couplage cohérent et l'interférence entre l'état continu qui est supporté par le guide d'onde à nano-paroi et les deux états discrets qui sont généré par le résonateur carre défectueux, génèrent les résonances Fano. Comme une perspective d'application, nous avons proposé une dernière structure optimisée comme un capteur RI a base un micro résonateur plasmonique, ce capteur peut atteindre une sensibilité élevée de 1700,85 nm/RIU et 4032,5 nm/RIU pour le mode1 et le mode 2, respectivement.

### BIBLIOGRAPHIE

- [1] Trevor M. Benson<sup>1</sup>, Svetlana V. Boriskina, Phillip Sewell<sup>1</sup>, Ana Vukovic, Stephen C. Greedy and Alexander I. Nosich, George MICRO-OPTICAL RESONATORS FOR MICROLASERS AND INTEGRATED OPTOELECTRONICS Recent advances and future challenges Green Institute for Electromagnetics Research, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, UK; <sup>2</sup> Institute of Radio Physics and Electronics NASU, Kharkov 61085, Ukraine
- [2] Stefan A Maier et al. Plasmonics: fundamentals and applications, volume 1. Springer, 2007
- [3] Stewart, M. E.; Anderton, C. R.; Thompson, L. B.; Maria, J.; Gray, S. K.; Rogers, J. A.; Nuzzo, R. G., Nanostructured Plasmonic Sensors. Chemical Reviews 2008, 108, 494-521.
- [4] Murray, W. A.; Barnes, W. L., Plasmonic Materials. Advanced Materials 2007, 19, 3771-3782.
- [5] Couture, M.; Zhao, S. S.; Masson, J. F., Modern Surface Plasmon Resonance for Bioanalytics and Biophysics. Physical Chemistry Chemical Physics 2013, 15, 11190-11216.
- [6] Lindquist, N. C.; Nagpal, P.; McPeak, K. M.; Norris, D. J.; Oh, S. H., Engineering Metallic Nanostructures for Plasmonics and Nanophotonics. Reports on Progress in Physics 2012, 75, 1-61.
- [7] C. Chou, D. Hume, J. Koelemeij, D. Wineland, and T. Rosenband, Frequency comparison of two high-accuracy optical clocks, Physical Review Letters, vol. 104, no. 7, p.070802, 2010.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [8] J. Jackson, *Classical Electrodynamics*. John Wiley & Sons, Inc, 1975.
- [9] M. D. Greenberg, *Advanced engineering mathematics*, Second Edition. Prentice-Hall, 1988.
- [10] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Elsevier Inc, 2008.
- [11] S. Feynman, Leighton, *Lectures on physics Volume 1*. Addison-Wesley, 1963.
- [12] M. C. Estevez, M. Alvarez et L. M. Lechuga, "Integrated optical devices for lab-on-chip biosensing applications", *Lasers Photonics Review*, t. 6, n° 4, p. 463, 2012.
- [13] P. D. Trinh, S. Yegnanarayanan et B. Jalali, "Integrated optical directional couplers in silicon-on-insulator", *Electronics Letters*, t. 31, n° 24, p. 2097, 1995.
- [14] C. Dragone, C. A. Edwards et R. C. Kistler, "Integrated optics nxn multiplexers on silicon", *IEEE Photonics Technology Letters*, t. 3, n° 10, p. 896, 1991.
- [15] P. Rabiei, W. H. Steier, C. Zhan et L. R. Dalton, "Polymer micro-ring filters and modulators", *Journal of Lightwave Technology*, t. 20, n° 11, p. 1968, 2002.
- [16] A. Maalouf, M. Gadonna, D. Boschet et I. Hardy, "Integrated polymers (pvc/pmatrife) micro ring resonators for low power tunable filters", *Optics Communications*, t. 285, N° 20, p. 4088, 2012.
- [17] A. W. Snyder et J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*. Chapman et Hall, 1983.
- [18] B. E. A. Saleh et M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. Wiley, second edition, 2007.
- [19] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*. Wiley, 1986.
- [20] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics: Theory and Technology*. Springer-Verlag, Third Edition, 1991.
- [21] P. Pirasteh, "Etude de guides d'onde en matériaux nanocomposites à base de silicium poreux", thèse de doct., Université de Rennes 1, 2005.
- [22] P. K. Tien, "Light waves in thin films and integrated optics", *Applied Optics*, t. 10, n° 11, p. 2395, 1971.
- [23] E. A. J. Marcatili, "Bends in optical dielectric guides", *Bell system technical journal*, t. 48, n° 7, p. 2103, 1969.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [24] Y. A. Vlasov et S. J. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends", *Optics Express*, t. 12, n<sup>o</sup>8, p. 1622, 2004.
- [25] E.A.J. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics", *Bell system technical journal*, t. 48, p. 2071, 1969.
- [26] A. Yariv, "Universal relations for coupling of optical power between microresonators and dielectric waveguides", *Electronics Letters*, t. 36, n<sup>o</sup>4, p. 321, 2000.
- [27] . Arnaud, "Etude de fonctions actives et/ou passives à base de micro-résonateurs à modes de galerie", thèse de doct., Université de Rennes 1, 2006.
- [28] M. Brenci, R. Calzolari, F. Cosi, G. N. Conti, S. Pelli et G. C. Righini, "Microspherical resonators for biophotonic sensors", *Proceedings of SPIE*, t. 6158, n<sup>o</sup>61580S, p. 1, 2006.
- [29] H. K. Hunt, C. Soteropoulos et A. M. Armani, "Bioconjugation strategies for microtoroidal optical resonators", *Sensors*, t. 10, p. 9317, 2010.
- [30] M. Ghulinyan, D. Navarro-Urrios, A. Pitanti, A. Lui, G. Pucker et L. Pavesi, "Whispering-gallery modes and light emission from a silicon-nanocrystal-based single microdisk resonator", *Optics Express*, t. 16, n<sup>o</sup>17, p. 13218, 2008.
- [31] I. M. White, H. Zhu, J. D. Suter, X. Fan et M. Zourob, "Label-free detection with the liquid core optical ring resonator sensing platform", *Methods in Molecular Biology*, t. 503, p. 139, 2009.
- [32] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Feron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. N. Conti, S. Pelli, S. Soria et G. C. Righini, "Spherical whispering-gallery-mode microresonators", *Laser and Photonics Reviews*, t. 4, n<sup>o</sup>3, p. 457, 2010.
- [33] C. Ciminelli, F. Dell'Olivo, C. E. Campanella et M. N. Armenise, "Label-free optical resonant sensors for biochemical applications", *Progress in Quantum Electronics*, t. 37, p. 51, 2013.
- [34] Zayats, A. V.; Smolyaninov, II; Maradudin, A. A., Nano-Optics of Surface Plasmon Polaritons. *Physics Reports-Review Section of Physics Letters* 2005, 408, 131-314.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [35] Unser, S.; Bruzas, I.; He, J.; Sagle, L., Localized Surface Plasmon Resonance Biosensing: Current Challenges and Approaches. *Sensors (Basel, Switzerland)* 2015, 15, 15684716.
- [36] Homola, J., Surface Plasmon Resonance Sensors for Detection of Chemical and Biological Species. *Chemical Reviews* 2008, 108, 462-493.
- [37] T. Tamir, "Guided-wave optoelectronics", Ed. Academic press, New-York (1974).
- [38] Catchpole, K. R.; Polman, A., Plasmonic Solar Cells. *Optics Express* 2008, 16, 2179321800.
- [39] TADJINE Moustafa, "Modélisation dimensionnelle d'une décharge à barrière diélectrique dans l'oxygène pour la production de l'ozone" Mémoire de magister, Option : Plasmas et Conversion d'Energie, USTO, 2016
- [40] S. Khadir. Modélisation et caractérisation d'un dispositif plasmonique pour des applications oleds. Master's thesis, Université Mouloud Mammeri (Tizi-Ozou), 2013.
- [41] Bassil, N., et al. "One hundred spots parallel monitoring of DNA interactions by SPR imaging of polymer-functionalized surfaces applied to the detection of cystic fibrosis mutations." *Sensors and Actuators B: Chemical* 94(3): 313-323, (2003).
- [42] S. (. I. e. T. (. Burke (J. J.), «Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films.,» *Phy, Bev*, vol. 33, pp. 5186, 1986., (1986).
- [43] Benahmed, A. J., et al. "Bandgap-assisted surface-plasmon sensing." *Appl. Opt.* 46(16): 3369-3375, (2007).
- [44] L. (. M. (. e. B. (. Charbonneau (R.), «Demonstration of integrated optics elements based on long-ranging surface plasmonpolaritons.,» *Optics Express*, vol. 13, p. 977-984, (2005).
- [II.22] H. (. D. (. S. (. L. D. (. (. R. L. (. e. K. (. R. Steinberger (B.), *Appl. Phys.*, vol. 88, pp. 094104,, 28 février (2006).
- [45] C. K. Kirkendall, A. Dandridge, "Overview of high performance fibre-optic sensing", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, pp. R197-R216 (2004).
- [46] S. E. Miller, "Integrated optics : an introduction", *Bell System Technical Journal*, vol. 48, pp. 2059- 2068 (1969).

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [47] J.-P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *Journal of computational physics* 114 (2).185200. 2.5.2 (1994)
- [48] B. Abderrahmane, Extension de la modélisation par fdtd en nano-optique, Ph.D. thesis, Université de Franche-comté. UFR des sciences et techniques . 2.5.2(2008).
- [49] R. D. Group, Rsoft CAD 5.1.9 User Guide, *200 Executive Boulevard Ossining*, p.105(62, (2006).
- [50] I. Rsoft Design Group, FullWAVE 6.1 User Guide, (1999-2011).
- [51] S. H. Boudiaf Kenza, Etude et conception des capteurs a cristaux Photoniques pour des applications biomédicales»,» (2018).
- [52] M. A. Butt, S. N. Khonina & N. L. Kazanskiy (2019): Plasmonic refractive index sensor based on metal–insulator-metal waveguides with high sensitivity, DOI: 10.1080/09500340.2019.1601272
- [53] Malak Kanso «Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système micro fluide » thèse de doctorat, 19 juin 2008, université de Nantes.
- [54] Sébastien Massenet « étude modélisation et réalisation de composants diffractant : contribution à l'étude de matériaux accordables et application à l'enregistrement holographique de filtres résonants » thèse de doctorat, 03 février 2006, l'université de Bretagne Sud.
- [55] François Marquier « Interaction des ondes de surface avec des Microstructures périodiques Emission thermique cohérente et transmission résonante" thèse de doctorat, 22 octobre 2004, école Centrale Paris.
- [56] L. G. Guimaraes and H. M. Nussenzveig, "Theory of Mie Resonances and Ripple Fluctuations", *Opt. Comm.*, 89, 363 (1992).
- [57] I. Teraoka, S. Arnold, and F. Vollmer, "Perturbation Approach to Resonance Shifts of Whispering- Gallery Modes in a Dielectric Microsphere as a Probe of a Surrounding Medium", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, pp. 1937 (2003)
- [58] Malak KANSO « effet de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système micro fluide », 19/06/2008. Ahlem Ben merkhi, « optimisation du

## BIBLIOGRAPHIE

---

- confinement de la lumière dans des cavités a cristaux photoniques » , UNIVERSITE MENTOURI – CONSTANTINE DEPARTEMENT , 2012- these de Doctorat en-sciences en Électronique.
- [59]Ahlem Ben merkhi, « optimisation du confinement de la lumière dans des cavités a cristaux photoniques » , UNIVERSITE MENTOURI – CONSTANTINE DEPARTEMENT , 2012- these de Doctorat en-sciences en Électronique.
- [60] A. P. Kabilan, X. S. Christina and P. E. Caroline , “Design of optical logic gates using photonic crystal” , Proc. Int. Conf. on Internet (2009) , 1-4.
- [61]K.S.Yee, “Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media ,” IEEE Trans. Antennas and propagation , vol. 14, p. 302-307 , 1966.
- [62] A. Taflove, et M. E. Brodwin, “ Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations,” IEEE Trans. Microwave theory Tech. , vol. MTT-23 , N° 8,p.623-630 , August 1975.
- [63] A. Taflove, et M. E. Brodwin, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. , “Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell’s equations,” vol. MTT-23,N° 11 ,p.888-896 , November 1975.
- [64] A.Taflove, et S.C. Hagness, “Computational Electrodynamics: the Finite Difference Time Domain Method, “ Artech House, Norwood, MA,second edition,2005.
- [65] Christian Grillet, «Microcomposants optiques à base de cristaux photoniques bidimensionnels pour l'optique intégrée» , Thèse de doctorat,Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [66] BoudelalRiad , « Étude de couplage d’un guide d’ondes avec une fibre optique » UNIVERSITE MENTOURI – CONSTANTINE DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE, 2010.
- [67] The FDTD simulations were carried out with Fullwave commercial software by RSoft Design Group, version 6.1, license 16847214.
- [68] I. Rsoft Design Group, ««FullWAVE 6.1 User Guide »,» 1999-2011.
- [69]Filali Meryem, « Etude et Conception d'un démultiplexeur 8 canaux à cristaux photoniques bidimensionnels», Mémoire de Master, Université de M’sila (2018).

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [70] Boudiaf Kenza, SaferHadjer, « Etude et conception des capteurs a cristaux Photoniques pour des applications biomédicales», Mémoire de Master, UniversitéDe M'sila (2018).
- [71] Bensalah, H., Hocini, A., Temmar, M., Khedrouche, D., et al. (2019). Design of mid infrared high sensitive metal-insulator-metal plasmonic sensor. *Chinese Journal of Physics*, 61:86-97.
- [72] Sorger, Volker J.; Oulton, Rupert F.; Maman, Ren-Min ; Zhang, Xiang (2012). « Vers des circuits plasmoniques intégrés ». *Bulletin MRS* . 37 (8) : 728-738. doi : 10.1557/mrs.2012.170
- [73] Steinberger, B.; Hohenau, A.; Ditlbacher, H.; Stepanov, AL; Drezet, A.; Aussenegg, FR; Leitner, A.; Krenn, JR (2006-02-27). « Bandes diélectriques sur l'or comme guides d'ondes plasmoniques de surface ». *Lettres de Physique Appliquée* . 88 (9): 094104. bibcode : 2006ApPhL..88i4104S . doi : 10.1063/1.2180448 .
- [74] Jung, K.-Y. ; Teixeira, Floride; Reano, RM (2009). "Guides d'ondes coplanaires Plasmon de surface: Caractéristiques de mode et pertes de conversion de mode". *Lettres IEEE sur la technologie photonique* . 21 (10) : 630-632. Bibcode : 2009IPTL ... 21..630J . doi : 10.1109/lpt.2009.2015578 . S2CID 6788393 .
- [75] Bojevolnyi, Sergueï Ier ; Volkov, Valentin S.; Devaux, Éloïse ; Laluet, Jean-Yves ; Ebbesen, Thomas W. (2006). « Composants de guide d'onde de sous-longueur d'onde de plasmon de canal, y compris les interféromètres et les résonateurs en anneau » . *Nature* . 440 (7083) : 508-511. Bibcode : 2006Natur.440..508B . doi : 10.1038/nature04594 . PMID 16554814 .
- [76] Pile, DFP ; Ogawa, T. ; Gramotnev, DK ; Okamoto, T. ; Haraguchi, M. ; Fukui, M. ; Matsuo, S. (2005-08-08). « Étude théorique et expérimentale de plasmons fortement localisés sur des coins métalliques triangulaires pour le guidage d'ondes sous-longueur d'onde » . *Lettres de Physique Appliquée* . 87 (6): 061106. bibcode : 2005ApPhL..87f1106P . doi : 10.1063/1.1991990 .
- [77] Boriskina, SV; Reinhard, BM (2011-02-07). "Superlentilles configurables spectralement et spatialement pour les nanocircuits optoplasmoniques" . *Actes de l'Académie nationale*

## BIBLIOGRAPHIE

---

- des sciences . 108 (8) : 3147-3151. arXiv : 1110.6822 . Bibcode : 2011PNAS..108.3147B . doi : 10.1073/pnas.1016181108 . PMC 3044402 . PMID 21300898 .
- [78] bAhn, Wonmi; Hong, Yan ; Boriskina, Svetlana V. ; Reinhard, Björn M. (2013-04-25). « Démonstration du transfert efficace de photons sur puce dans les réseaux optoplasmoniques auto-assemblés ». *ACS Nano* . 7 (5) : 4470-4478. doi : 10.1021/nn401062b . PMID 23600526 .
- [79] Verhagen, Ewold; Spasenović, Marko; Polman, Albert ; Kuipers, L. (Kobus) (2009-05-19). "Nanowire Plasmon Excitation par transformation en mode adiabatique". *Lettres d'examen physique* . 102 (20): 203904. bibcode : 2009PhRvL.102t3904V . doi : 10.1103/physrevlett.102.203904 . PMID 19519030 .
- [80] Dionne, juge d'instruction ; Lezec, HJ; Atwater, Harry A. (2006). « Transport de photons hautement confiné dans les guides d'ondes à fente métalliques de longueur d'onde inférieure ». *Nano lettres* . 6 (9) : 1928-1932. Bibcode : 2006NanoL ... 6.1928D . doi : 10.1021/nl0610477 . PMID 16968003.
- [81]Wen, K., Yan, L., Pan, W., Luo, B., Guo, Z., Guo, Y., and Luo, X. (2014). Electromagnetically induced transparency-like transmission in a compact side-coupled t-shaped resonator. *Journal of lightwave technology*, 32(9):1701{1707}.
- [82]Achi, S. E., Hocini, A., Salah, H. B., and Harhouz, A. (2020). Refractive index sensor mim based waveguide coupled with a slotted side resonator. *Progress In Electromagnetics Research*, 96:147{156}.
- [83]Piao, X., Yu, S., Koo, S., Lee, K., and Park, N. (2011). Fano-type spectral asymmetry and its control for plasmonic metal-insulator-metal stub structures. *Optics express*, 19(11):10907{10912}.
- [84]Tang, Y., Zhang, Z., Wang, R., Hai, Z., Xue, C., Zhang, W., and Yan, S. (2017). Refractive index sensor based on fano resonances in metal-insulator-metal waveguides coupled with resonators. *Sensors*, 17(4):784.
- [85]Wen, K., Yan, L., Pan, W., Luo, B., Guo, Z., Guo, Y., and Luo, X. (2014). Electromagnetically induced transparency-like transmission in a compact side-coupled t-shaped resonator. *Journal of lightwave technology*, 32(9):1701{1707}.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [86]Wang, Y., Li, S., Zhang, Y., and Yu, L. (2016). Ultrasharp fano resonances based on the circular cavity optimized by a metallic nanodisk. *IEEE Photonics Journal*, 8(6):1{8.
- [87]Zhang, Y., Li, S., Zhang, X., Chen, Y., Wang, L., Zhang, Y., and Yu, L. (2016b). Evolution of fano resonance based on symmetric/asymmetric plasmonic waveguide system and its application in nanosensor. *Optics Communications*, 370:203{208.

# Etudes et conception des micro-résonateurs optiques à base des structures plasmonique

Résumé :

Les micro-résonateurs plasmoniques font l'objet d'un intérêt croissant au cours de dernière décennie, et cela pour leurs capacité à générer des peignes de fréquences équidistantes sur une bande spectrale très étendue couvrant plusieurs domaine d'applications incluant la bio-détection, la spectroscopie de précision, la métrologie, et les communications. L'un des enjeux présents consiste réaliser des micro-résonateurs plasmoniques avec un fort facteur de qualité dans lequel la lumière circule en interagissant fortement avec le matériau formant la cavité. Dans ce cadre, le travail de mémoire consistera à l'étude Etudes des micros résonateurs optiques à base des structures plasmonique à l'aide du logiciel Rsoft CAD.

## Studies and design of optical micro-resonators based plasmonic structures

Summary:

Plasmonic micro-resonators are the subject of growing interest in the course of last decade, and this for their ability to generate frequency combs equidistant over a very wide spectral band covering several fields of application including bio-sensing, precision spectroscopy, metrology, and communications. One of the present challenges consists in realizing plasmonic micro-resonators with a strong quality factor in which light travels strongly interacting with the material forming the cavity. In this context, the memory work will consist of the study of microresonators studies optics based on plasmonic structures using Rsoft CAD software.

## دراسات وتصميم الرنانات الضوئية المعتمدة على الدقيقة هياكل بلازمية

ملخص :

الرنانات الدقيقة البلازمية هي موضوع اهتمام متزايد في سياق العقد الماضي وذلك لقدرتها على توليد أمشاط التردد لمسافات متساوية على نطاق طيفي واسع للغاية يغطي العديد من مجالات التطبيق بما في ذلك الاستشعار الحيوي والتحليل الطيفي الدقيق والقياس يمثل احد التحديات الحالية في تحقيق الرنانات الدقيقة البلازمية بقوة . عامل الجودة الذي ينتقل فيه الضوء ويتفاعل بشدة والاتصالات مع المادة لتشكيل التجويف . في هذا السياق فان عمل الذاكرة سوف يتكون من دراسة دراسات الرنانات الضوئية والبصريات على أساس الهياكل البلازمية باستخدام برنامج

Rsoft CAD