

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

UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° :



FILIERE : TÉLÉCOMMUNICATIONS

OPTION : SYSTEMES DE

TELECOMMUNICATIONS

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par : ZOUBIRI Abouelanouar

BELLATRACHE Mohamed Amine

Intitulé

**Conception de nouveaux filtres optiques à base des
structures MIM pour des applications en télécoms**

Soutenu devant le jury composé de:

Prof. Djamel KHEDROUCHE Université de M'sila.

Président

Prof. Abdesselam HOCINI Université de M'sila.

Rapporteur

Mr. Saada khalkhal Faycel Université de M'sila.

Examineur

Année universitaire : 2020 /2021

Dédicaces

Je dédicace ce travail à

mes parents

Remerciements

Tout d'abord, nous remercions ALLAH de nous avoir donnée le courage et la volonté de mener à bien notre mémoire.

Nous tenons de remercier vivement notre encadreur Prof. ABDESSELAM HOCINI , pour avoir proposée et dirigée ce travail, pour ses soutiens et conseils, ses encouragement pendant la durée de ce mémoire.

Nos remerciements vont aussi, à Melle. Imane pour la documentation et l'accompagnement tout au long de ce travail et les conseils prodigués.

Nos remerciements s'adressent à tous les membres du jury qui ont accepté de juger mon travail. Nos sincères gratitude à tous ce qui nous ont enseigné durant ces cinq ans de graduation.

Enfin, nous remercions tous ceux qui ont contribué de près ou de loin, pour leurs soutiens moraux ou matériels, dans la réalisation de ce projet.

Table des Matières

Introduction générale	1
Chapitre 1 : Généralités sur les plasmoniques	2
1. Introduction	10
2. Les plasmons de surfaces	10
2.1. Les plasmons de surfaces délocalisés :	10
2.2. Plasmons de surface localisés :	10
3. Les modes plasmons de surface	11
3.1. Le principe de la résonance de plasmons de surfaces	11
3.2. Historique des plasmons de surfaces propagatifs	12
4. Relation de dispersion des plasmons de surface	13
5. Construction de la liaison de télécommunication par fibre optique	17
5.1. Le filtre	19
6. Conclusion.....	21
1. Introduction	22
2. Performances et état de l'art	22
3. Le résonateur en anneau et ses applications.....	26
3.1. Attributs des résonateurs en anneaux.....	26
4. Applications	28
4.1. Résonateurs à anneau couplé - théorie et modèle de simulation.....	30
4.2. Synthèse de filtres optiques à l'aide de résonateurs en anneau.....	32
5. Les filtres optiques a base plasmonique	32
6. Structures Métal-Isolant-Métal (MIM).....	33
7. Conclusion.....	34
1. Introduction	35
2. Outil de simulation et méthodes	35
2.1. Méthode des différences finies temporelles(FDTD)	35
2.2. Principe de la méthode	36
3. Présentation du logiciel RSOFTCAD	37
3.1. Définition	37
3.2. Modules de simulation associés	37
3.3. ImplémentationFDTDsousfullwave.....	37
4. Les étapes de simulation.....	37
4.1. Détermination des variables.....	40
4.2. Réglage Lancer«EditLaunchField»	41
4.3. Vérifier de structure.....	41
4.4. Réalisation d'une simulation.....	43
5. Résultats de simulation.....	44
5.1. Structure du guide d'onde	44
5.2. Étude paramétriques	45
5.3. la structure guide/cavité rectangulaire.....	46
6. Conclusion.....	54
Conclusion générale	56
Références	58

Liste des Figures

Fig.1 1.	Schéma illustratif de la propagation des plasmons polaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.	11
Fig.1 2.	La formation de l'onde évanescente.	12
Fig.1 3.	Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi. ...	12
Fig.1 4.	Illustration d'une interface métal diélectrique.....	14
Fig.1 5.	Relation de dispersion des plasmons de surface.....	16
Fig.1 6.	Synoptique général de la liaison par fibre optique.....	17
Fig.1 7.	Courbe d'absorption du modèle de MEA en fonction de la tension électrique reçue.....	Erreur ! Signet non défini.
Fig.1 8.	Caractéristique puissance optique en fonction du courant du laser.....	19
Fig.1 9.	Gabarit du filtre de réception	20
Fig.2 1.	Différentes configurations de résonateurs optiques :.....	23
Fig.2 2.	Filtre de suppression de canal de résonateur en anneau.	26
Fig.2 3.	Réponse spectrale d'un résonateur en anneau.....	27
Fig.2 4.	Résonateur à anneau unique (SRR) comme élément constitutif des compensateurs de dispersion multi-étages	29
Fig.2 5.	Configuration d'un MZI avec un résonateur en anneau.....	29
Fig.2 6.	Figure.2.6: Résonateur à micropores tout actif couplé verticalement.	30
Fig.2 7.	Résonateur en anneau à une longueur d'onde de $= 1,55 \mu\text{m}$	31
Fig.2 8.	Schéma d'un filtre MIM typique avec une matrice carrée (période P) de patches carrés (taille a).	33
Fig.2 9.	Vues schématiques de (a) une configuration IMI et (b) d'une seule interface métal-diélectrique. Les lignes rouges indiquent $\text{Re}(E_z)$, tandis que les lignes vertes représentent $\text{Re}(H_y)$	34
Fig.3 1.	Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.	38
Fig.3 2.	La fenêtre de démarrage (startup Window).....	39
Fig.3 3.	fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.....	40
Fig.3 4.	l'éditeur du Tableau de symboles.....	40
Fig.3 5.	Boite de lancer «Edit lanuch field».....	41
Fig.3 6.	(a) fenêtre de compute materialProfil (b) distribution d'indice de réfraction.	42

Fig.3 7.	La fenêtre de paramètres de simulation	43
Fig.3 8.	guide d'onde plasmonique.....	44
Fig.3 9.	Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux....	45
Fig.3 10.	Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux. .	46
Fig.3 11.	Géométrie de la structure guide d'onde proposée	47
Fig.3 12.	l'effet de la variation de l'espacement d sur le spectre de transmission .	48
Fig.3 13.	Structure guide-double cavité rectangulaire	49
Fig.3 14.	Spectre de transmission de la structure guide-double cavité rectangulaire	50
Fig.3 15.	Comparaison de spectre de transmission de la structure à une cavité rectangulaire et de à deux cavités rectangulaire	51

Listes des Acronymes et Symboles

Acronymes

SPP:	Surface PlasmonPolariton
LSPR :	Localized Surface PlasmonResonance
SSP :	Spoof surface plasmon
SPR :	résonance de plasmon de surface
MKSA	equation de Maxwell
EELS:	ElectronEnergyLossSpectroscopy
SPs/PS :	plasmons de surface
ATR :	Attenuated Total Réfexion
SPR :	Résonance plasmonique de surface SP:plasmon de surface
SNOM:	Scanning Near-field Optical Microscope
PSTM :	Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique
a-SNOM:	apertureless SNOM
SERS:	Surface enhanced Raman scattering
FO-SPR :	fibre optique basé sur la résonance des plasmons de la surface
TM/TE:	Transverse magnetic /electric
FHWM:	full widthathalf maximum
FDTD :	différences finies dans le domaine temporel
MIM:	métal – isolant – métal.

• Symboles

ω	Vitesse angulaire rad/s
$\Delta\omega$	Déviatiion de la vitesse angulaire rad/s
f_0	Fréquence nominale GHz

Introduction Générale

Dans cette nouvelle ère de l'information, et avec la demande sans cesse croissante de dispositifs de communication rapides, un nouveau type de transfert et de traitement de l'information vient se positionner au premier plan. Pour des raisons de consommation, de bande passante et de débit, l'optique est une alternative crédible aux interconnexions métalliques classiques. La transmission de l'information, tout en restant rapide, est également libérée des problèmes d'interférences parasites. Des circuits optiques existent déjà mais sont de l'ordre du millimètre, ils restent donc encombrants et peu favorables. Les cristaux photoniques (CPs), encore appelés matériaux à bandes interdites photoniques (BIP) apparaissent alors comme des candidats prometteurs pour la réalisation d'interconnexions optiques puisqu'ils permettent de manipuler la lumière à une échelle sub-micronique. Ces dernières années, la littérature a montré un intérêt croissant pour une branche émergente de la photonique qui consiste à manipuler la lumière à l'échelle du nanomètre à partir de couches métalliques périodiquement structurées : la Plasmonique. Ce domaine tire son nom de l'étude d'ondes électromagnétiques confinées aux interfaces métal-diélectrique, appelées plasmons. Un plasmon de surface est défini comme une oscillation collective du plasma électronique à la surface du métal, dont l'excitation peut être réalisée par un couplage avec les photons incidents sous certaines conditions précises. Dans le cas de réseaux métalliques périodiques, une propriété essentielle des plasmons de surface est qu'ils sont excités et entrent en résonance pour des longueurs d'onde spécifiques déterminées par certaines dimensions caractéristiques des structures utilisées. Ce phénomène rend la plasmonique particulièrement adaptée aux applications de filtrage spectral, pour lesquelles la longueur d'onde de fonctionnement du dispositif peut simplement être réglée en changeant la taille des structures. Récemment, la croissance exponentielle du marché de la communication sans fil a considérablement relancé la demande de tels dispositifs de filtrages. Certains métaux comme l'aluminium, l'argent ou l'or peuvent générer des plasmons dans les longueurs d'onde du visible et du proche IR, et de nombreux travaux ont ainsi démontré la réalisation de filtres plasmoniques colorés. Grâce aux propriétés électromagnétiques des métaux, ces filtres sont en outre capables de filtrer le signal IR sans filtre externe supplémentaire.

Le principal objectif de ce travail est de proposer des structures pour l'optimisation la transmission dans les guides plasmonique dédiés pour des applications en télécommunications. Pour cela nous envisageons de développé des nouvelles structures de filtres plus performants et efficaces pour la récupération de signale porteur de l'information d'une manière plus fidèle.

Pour ce faire nous utilisons un outil de de simulation numérique Fullwave adapté à l'étude de telles structures développées par Rsoft, ce simulateur est basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

La méthodologie suivie pour réaliser ce travail de mémoire se résume dans les étapes suivantes :

Dans le premier chapitre, nous commencerons par un bref historique sur les plasmoniques. Après un rappel sur des notions générales sur les plasmoniques et ses différents types, nous focaliserons notre étude sur les plasmons de surfaces en citant ses Propriétés. Ensuite, la relation de dispersion des plasmons de surface ainsi que la relation de couplage plasmon-lumière seront décrits.

Le deuxième chapitre est consacré à l'analyse des filtres à base plasmonique. Nous abordons les concepts théoriques et la modélisation pour concevoir les filtres.

Le dernier chapitre présente la démarche de conception et les résultats de la simulation des structures proposée pour différentes formes fractales obtenu par le simulateur Rsoft, un intérêt particulier sera porté sur la structure guide-double cavité rectangulaire, les résultats obtenus seront commentés et interprétés.

Finalement, nous terminons ce mémoire par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1

Généralités sur les plasmoniques

1. Introduction

Nous débutons ce chapitre par une brève présentation des propriétés de base des modes plasmons de surface propagatifs et localisés, et nous présentons les connaissances de base pour comprendre et appliquer les principes de la plasmonique. Nous étudierons les différents types de plasmon, et notamment les propriétés des plasmons de surface. Nous décrirons ensuite la Relation de dispersion des plasmons de surface ainsi que la relation de couplage plasmon-lumière et enfin nous établirons un bref exemple d'application de plasmonique. Nous verrons ensuite le principe et les définitions de bases de la méthode de modélisation utilisée.

2. Les plasmons de surfaces

Ces plasmons de surface “ que l'on notera par la suite PS (ou SP en anglais) “ sont des « excitation » de surface dont le champ électromagnétique diminue de façon exponentielle dans les milieux de part et d'autre de la surface et qui, relié à la densité locale de charge surfacique, peuvent se propager tout au long de la surface. Il existe deux types de plasmon de surfaces les plasmons de surfaces délocalisés et Les plasmons de surface localisés.

2.1. Les plasmons de surfaces délocalisés :

Les plasmons de surfaces délocalisés sont générés à l'interface des films métalliques lisses. ils sont dits « non radiatifs » car ils ne peuvent se coupler spontanément avec une onde électromagnétique. Il sera alors nécessaire d'utiliser un « coupleur ».

2.2. Plasmons de surface localisés :

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 ϵ_r et un milieu diélectrique de constante ϵ_s .

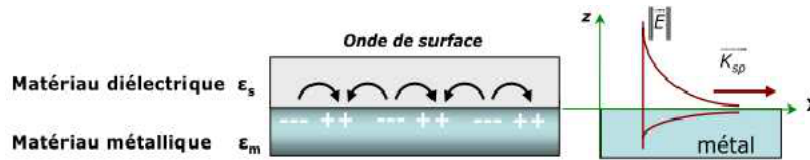


Fig.1 1. Schéma illustratif de la propagation des plasmonspolaritons de surface à l'interface d'un métal et d'un diélectrique.

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.1.1. 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.

3. Les modes plasmons de surface

Dans cette section, nous considérons un objet métallique de volume V , de constante diélectrique $\epsilon(\omega)$ où ω est la pulsation du champ monochromatique incident. Nous notons respectivement λ et $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ la longueur d'onde et le vecteur d'onde dans le vide. L'objet est environné d'un milieu de constante diélectrique ϵ_b .

3.1. Le principe de la résonance de plasmons de surfaces

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 évanescence dont l'amplitude diminue exponentiellement depuis la surface sur une distance maximale de 200 nm (figure 1.2).

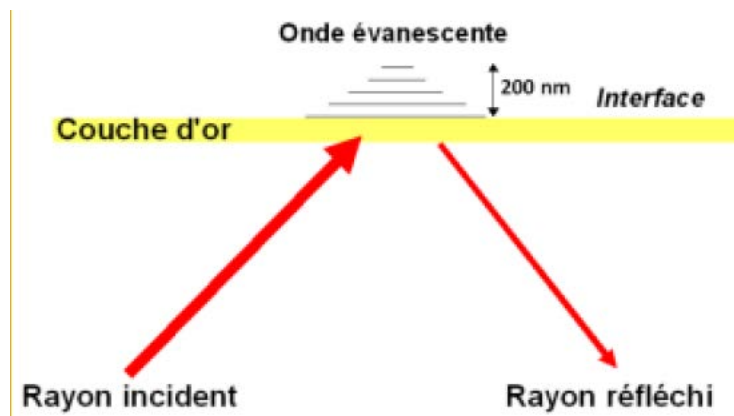


Fig.1 2. La formation de l'onde évanescente.

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. Deux stratégies sont alors envisageables (figure 1.3). 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).

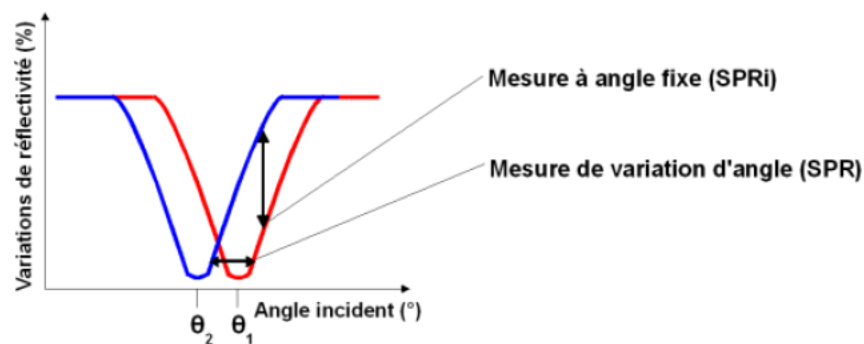


Fig.1 3. Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi.

3.2. Historique des plasmons de surfaces propagatifs

Si la première mise en évidence des modes plasmons de surface propagatifs est attribuée à Richard W. Wood, qui au début du XX^{ème} siècle nota des anomalies dans le spectre de la lumière réfléchiée par un réseau de diffraction métallique, il faut attendre 1941 pour que Ugo Fano fasse le lien entre ces expériences et les ondes de surfaces prédites par

Arnold J.W. Sommerfeld à la toute fin du XIXème siècle (Maier, 2007). La difficulté de leur observation peut être expliquée par le fait que ces modes sont liés à l'interface métallique : l'onde, évanescente, est exponentiellement décroissante dans l'air et ne peut être ni excitée ni observée depuis le champ lointain si la surface est parfaitement plane. Comme le montre la figure 1.1(a), la courbe de dispersion du mode est ainsi en dehors du cône de lumière de l'air. Dans les années 70, Erwin Kretschmann résolut le problème du couplage des PSP en employant une configuration maintenant classique dans laquelle l'interface est illuminée par une onde évanescente (Kretschmann, 1972). Pour cela, un film métallique de quelques dizaines de nanomètres est déposé sur un substrat diélectrique éclairé par une onde plane en réflexion totale interne : la composante parallèle du vecteur d'onde incident est alors augmentée, ce qui permet l'excitation du mode PSP de la face supérieure du film. Le couplage est réalisé pour un couple lié de valeurs de longueur d'onde et d'angle d'incidence, dépendant des caractéristiques du substrat et en particulier de l'indice de réfraction dans les quelques centaines de nanomètres au-dessus de la couche métallique, ce qui est la base du fonctionnement des biocapteurs à plasmon de surface propagatifs, sur lesquels nous reviendrons dans le chapitre 3. Notons que la distance de propagation du mode PSP est limitée par les pertes internes au métal et radiatives dans le substrat, que l'on peut compenser partiellement en plaçant un milieu actif au voisinage de l'interface (Grandidier et al., 2009; Paul et al., 2014).

4. Relation de dispersion des plasmons de surface

Jusqu'alors nous avons considéré que le « gaz » d'électrons était de dimensions infinies. Considérons maintenant que ce « gaz » d'électrons n'occupe qu'un demi-espace, l'autre partie étant occupée par un diélectrique et que les deux milieux semi-infinis ainsi définis sont linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques. Intéressons-nous, en particulier, à une interface plane (Figure.1.4). Pour introduire les ondes de surface, nous allons résoudre le problème électromagnétique, ce qui va nous permettre de discuter les conditions d'existence des plasmons de surface.

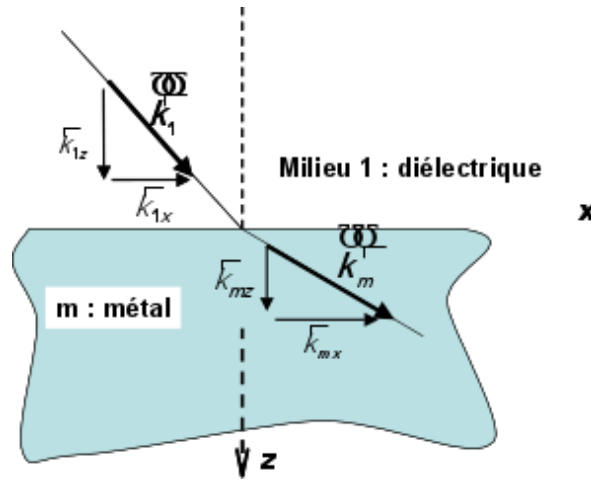


Fig.1 4. Illustration d'une interface métal diélectrique

Dans cette géométrie, nous cherchons des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface et dont l'amplitude décroît exponentiellement avec la distance à l'interface. Ceci définit un mode du système, appelé « onde de surface ». Les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux 1 et m (diélectrique et métal, respectivement) sont exprimés par (cas particulier d'une onde de polarisation transverse magnétique TM encore notée p) :

$$\vec{H}_m = (0, H_{my}, 0) \cdot \exp [+i(k_{mx}x + k_{mz}z - \omega t)] \quad (1.1)$$

$$\vec{E}_m = (E_{mx}, 0, E_{mz}) \cdot \exp [+i(k_{mx}x + k_{mz}z - \omega t)] \quad (1.2)$$

$$\vec{E}_1 = (E_{1x}, 0, E_{1z}) \cdot \exp [+i(k_{1x}x + k_{1z}z - \omega t)] \quad (1.3)$$

$$\vec{H}_1 = (0, H_{1y}, 0) \cdot \exp [+i(k_{1x}x + k_{1z}z - \omega t)] \quad (1.4)$$

A partir des équations de Maxwell appliquées dans le cas d'une interface parfaitement plane entre le solide et le vide, en particulier de l'équation de Maxwell Ampère ($\vec{\text{rot}}\vec{H} = -\partial\vec{D}/\partial t$) et Maxwell Faraday ($\vec{\text{rot}}\vec{E} = -\partial\vec{B}/\partial t$)

on obtient l'équation de propagation suivante :

$$\Delta\vec{E} = \frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (1.5)$$

Appliquées aux champs précédents, on obtient directement dans le vide et pour le métal :

$$(k_{1x})^2 + (k_{1z})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \times \varepsilon_1 \quad \text{et} \quad (k_{mx})^2 + (k_{mz})^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \times \tilde{\varepsilon}(\omega) \quad (1.6)$$

avec les conditions de continuité :

$$E_{mx}=E_{1x}; H_{my}=H_{1y}; \tilde{\epsilon}_m E_{mz}=\tilde{\epsilon}_m E_{1z} \text{ et } k_{mx} = k_{1x}=k_x \quad (1.7)$$

En tenant compte de l'équation de Maxwell Ampère :

$$K_{z1} h_{y1}=\epsilon_1 E_{x1} \frac{\omega}{c} \text{ et } K_{zm} H_{ym} = - \tilde{\epsilon}_m E_{xm} \frac{\omega}{c} \quad (1.8)$$

En combinant ces deux égalités et les propriétés de continuité, il vient la relation suivante :

$$-\frac{K_{mz}-k_{1z}}{\tilde{\epsilon}_m} = \frac{k_{1z}}{\epsilon_1} \quad (1.9)$$

on peut alors déterminer successivement k_{1z} , $\text{et } k_{mz}$ et enfin k_x . On obtient alors la relation de dispersion suivante :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\epsilon_1 \tilde{\epsilon}_m}{\epsilon_1 + \tilde{\epsilon}_m} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

Cette relation relie la pulsation ω et le vecteur d'onde parallèle k_x définissant l'onde de surface. Cette relation est appelée la relation de dispersion du plasmon de surface.

Dans le cas du métal parfait, nous avons montré que la partie réelle de la fonction diélectrique est négative dans le domaine visible $\epsilon_{mr} < 0$ et que la partie imaginaire est voisine de zéro.

Si l'on se rappelle que pour le plasma idéal $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ alors les plasmons de surface n'existeront que pour des pulsations ω telle que :

$$\omega < \frac{\omega_p}{(1+\epsilon_1)^{1/2}} \quad (1.11)$$

Pour les grandes valeurs du vecteur d'onde, on peut caractériser les plasmons de surface par $\epsilon_1 + \epsilon_{mr} = 0$ soit par la définition suivante :

$$\omega + \frac{\omega_p}{\sqrt{1+\epsilon_1}} \quad (1.12)$$

Si le diélectrique est l'air, se réduit à la relation bien connue pour les plasmons de surface :

$$\omega_{ps} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \quad (1.13)$$

Il est alors possible de tracer la relation de dispersion des plasmons de surface comme le montre la Figure.1.5.

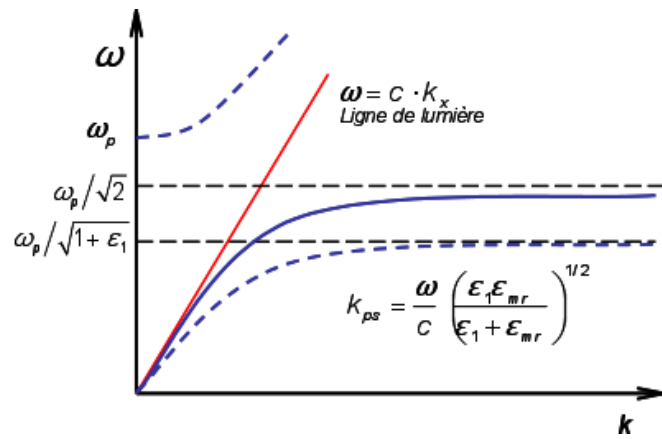


Fig.1 5. Relation de dispersion des plasmons de surface.

Les branches inférieures des courbes de la Figure 1.5, représentent la relation de dispersion des PS à l'interface métal/vide (ligne continue) et à l'interface métal/diélectrique en ligne discontinue. Au point d'origine ces courbes sont tangentes à la droite d'équation $\omega = ck_x$. Cette dernière exprime la dispersion de la lumière dans le vide appelée « ligne de lumière ». Quand k_x tend vers l'infini, la pulsation tend vers une valeur asymptotique $\omega_p / \sqrt{1 + \epsilon_1}$ (asymptote horizontale).

La relation de dispersion des plasmons de surface est donc toujours strictement inférieure à celle de la ligne de lumière comme nous montre la Figure 1.4. Cette absence d'intersection (sauf la solution triviale pour $\omega = 0$) interdit tout couplage ou résonance entre l'onde électromagnétique 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 onde électromagnétique dite du domaine optique, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé. Nous détaillerons néanmoins les méthodes de couplages dans la suite du chapitre. À gauche de la ligne de lumière, on trouve la relation de dispersion des PS radiatifs à partir de $\omega = \omega_p$

Si on considère qu'une onde incidente sur le métal est de polarisation s ou TE (Transverse Electric), il n'y aura pas de composante de son champ électrique dans le plan de polarisation, donc aucune onde de PS ne sera excitée. Nous voyons ainsi que seule une onde polarisée p pourra engendrer dans le gaz d'électrons (plasma) une onde longitudinale de PS, alors qu'une onde s laissera le milieu globalement invariant, pour une surface d'interaction lisse.

5. Construction de la liaison de télécommunication par fibre optique

La figure suivante représente le synoptique général de la liaison de base que nous allons étudier.

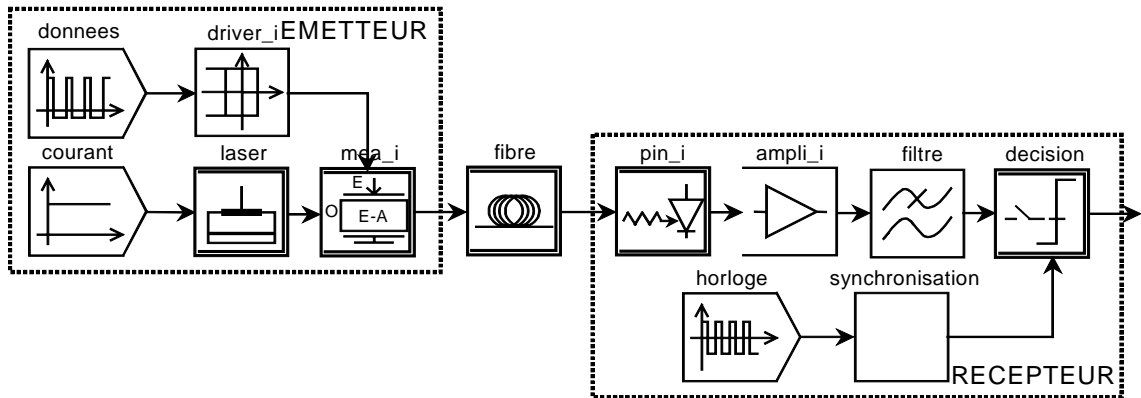


Fig.1 6. Synoptique général de la liaison par fibre optique.

Les parties émetteur et récepteur sont incluses dans les cadres en pointillés. Les modèles dont le nom est de la forme "nom_i" représentent les opérateurs dont les caractéristiques ne prennent pas ou pas totalement en compte les bruits générés. Nous les avons définis comme "idéaux".

Les paragraphes suivants présentent les paramètres caractéristiques des opérateurs présents pour la construction de l'émetteur, du support de transmission et du récepteur de la configuration de référence.

a. Le laser

L'entrée optique du MEA doit recevoir une onde optique pure. Nous utilisons donc un laser. Le modèle permet de simuler une diode laser DFB à semi-conducteur. Il est possible de le décrire soit par ses paramètres physiques internes (coefficient de gain différentiel, facteur de compression de gain, durée de vie des photons ...), soit par des grandeurs "système" ou mesurables, souvent plus accessibles, notamment par les constructeurs (courant de seuil, RIN, rendement ...). Ce sont ces dernières qui seront utilisées (COMSIS peut simuler les valeurs des paramètres physiques correspondants). Les paramètres du laser simulé sont résumés dans le tableau suivant :

Paramètres système du laser		Données physiques du laser	
Longueur d'onde	1550 nm	Facteur de réflexion	0,25
Courant de seuil	25 mA	Rendement différentiel	0,6
Rendement	0,25 W/A	Facteur d'émission spontanée 2	2
Largeur de raie	5 MHz à 60 mA	Hauteur de la cavité	0,1 μm
Taux d'amortissement	2 GHz à 100 mA	Largeur de la cavité	5 μm
Bande à -3dB	10 GHz à 100 mA	Longueur de la cavité	200 μm
Espacement entre mode	1 nm	Densité porteurs-transparence	5.10 17cm^{-3}
Chirp	100 MHz/mA	Facteur de confinement	0,1
Bruit RIN	- 145dB/Hz à 100 mA		

Tableau 1.2 Paramètres caractéristiques du laser

La valeur moyenne du RIN considérée ici est une valeur typique pour des débits de l'ordre de 40 Gbits/s. Il faut noter également que certains paramètres, tels que le taux d'amortissement et le chirp du laser, n'ont pas de répercussions en modulation externe. Quelle que soit la valeur de ces paramètres, ils n'auront pas d'impact dans la liaison puisque le laser émet en continu.

L'analyse statique de ce composant permet de visualiser :

- la puissance optique de sortie en fonction du courant de polarisation injecté,
- la largeur de raie statique en fonction de l'inverse de la puissance optique,
- les courbes de réponse AM petit signal en amplitude et en phase pour une puissance optique de sortie fixée,
- les courbes de réponse FM petit signal en amplitude et en phase pour une puissance optique de sortie fixée.

La caractéristique Courant-Puissance représentée dans la figure suivante, obtenu avec l'analyse statique du laser, permet de connaître la relation entre le courant de commande et la puissance de sortie.

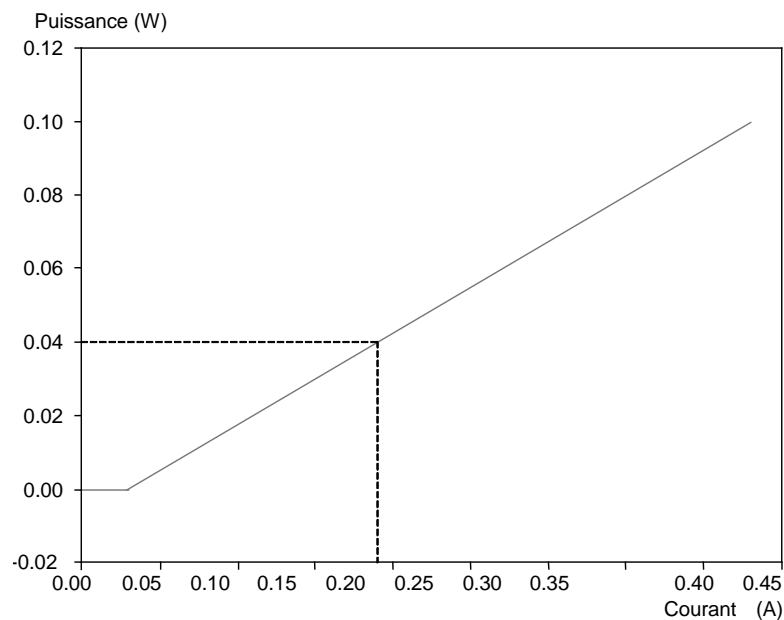


Fig.1 7. Caractéristique puissance optique en fonction du courant du laser.

5.1. Le filtre

Afin de minimiser le bruit en sortie du récepteur, il faut filtrer le signal numérique dans une bande $0 - \Delta F$ qui soit la plus petite possible, tout en ne créant pas d'interférences intersymboles (IES), c'est-à-dire telle que la réponse du filtre à un symbole s'annule à tous les instants de décision sur les symboles voisins.

Selon le critère de Nyquist, formulé vers 1920 dans le cadre de la transmission télégraphique, on sait que le filtre passe-bas rectangulaire de largeur $\Delta F = Fr/2$ possède cette propriété, avec Fr , la fréquence rythme du signal. Cependant, ce filtre théorique n'est pas

réalisable. De plus, le critère s'applique à des impulsions de Dirac, et non à des impulsions au format NRZ.

On utilise donc le "filtre pratique de Nyquist" dont la largeur de bande de bruit, dans les conditions habituelles, vaut approximativement $\Delta F = 0,8 \times Fr$.

Tout au long de sa propagation, le signal a engrangé du bruit en traversant divers composants. Afin de le réduire en sortie du récepteur, il faut filtrer le signal numérique dans une bande $0 - \Delta F$ qui soit la plus petite possible, tout en ne créant pas d'interférences intersymboles (IES), c'est-à-dire telle que la réponse du filtre à un symbole s'annule à tous les instants de décision sur les symboles voisins. Pour cela, nous insérons en bout de chaîne, un filtre passe-bas. Le modèle répandue se nomme FILTRE PASSE-BAS CONTINU (Figure suivante). Nous le définissons selon une approximation de Bessel, d'ordre 5, et de fréquence de coupure 0,8 fois le débit, soit 32 GHz. Ceci correspond à la simulation d'un filtre idéal. La Figure III- 24 présente le gabarit de ce filtre simulé.

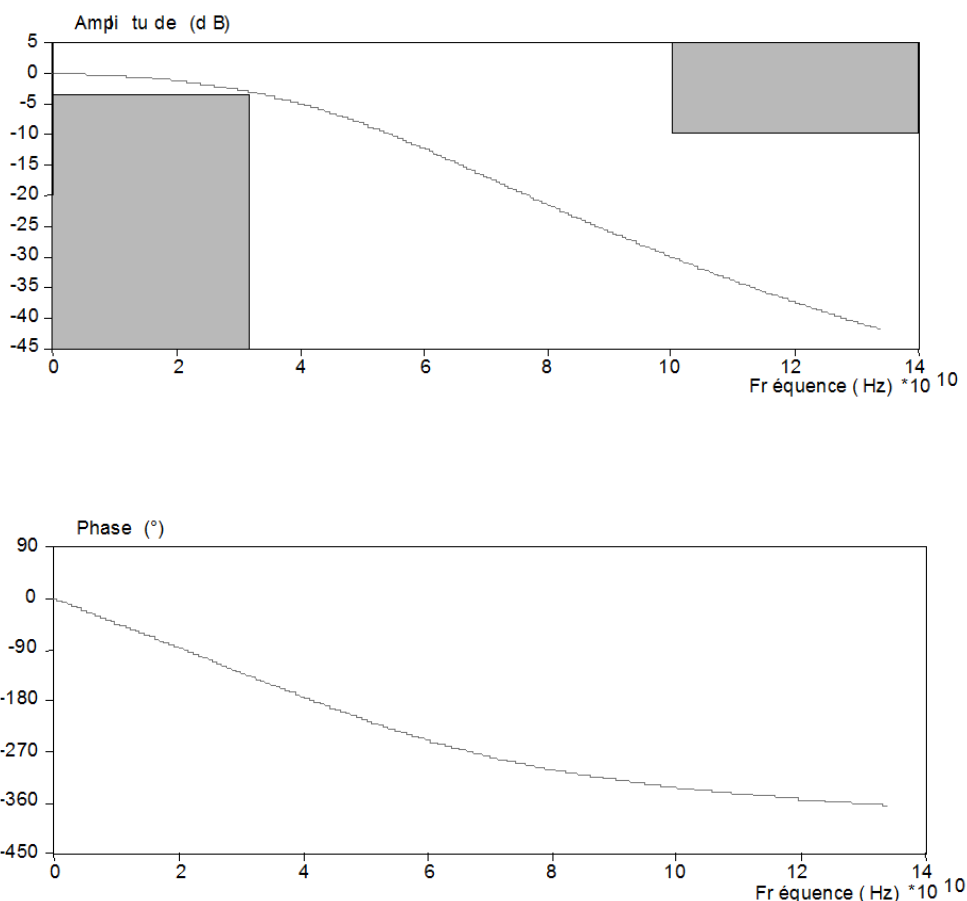


Fig.1 8. Gabarit du filtre de réception

6. Conclusion

Au travers de ce chapitre nous avons rappelé brièvement les concepts généraux associées aux plasmoniques et ses différents types. Nous avons montré qu'il y a deux classes du plasmons : plasmon de surface et plasmon de volume. Nous avons notamment introduit les propriétés de plasmons de surface comme étant des ondes de surface se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ainsi que la relation de dispersion et de couplage avec la lumière. À la fin de ce chapitre, nous avons présenté. Les applications basées sur le principe de la résonance des plasmons de surface tel que les guides d'ondes, Photo détection ultrarapide et les Cellules photovoltaïques

Nous verrons dans la partie suivante Les filtres optiques a base plasmonique et nous présentons deux catégories de structures plasmoniques pour le filtrage (MIM et IMI) dans le but de les utiliser dans des applications de télécoms.

Chapitre 2

Filtres optiques à base plasmonique

1. Introduction

Les éléments de filtrage optique comptent parmi les composants les plus importants des systèmes de télécommunication. Ils permettent d'extraire une longueur d'onde précise d'un canal particulier, dans un flux de données, sans affecter les autres canaux. Ils sont capables de transmettre de manière sélective la lumière pour une plage de longueurs d'onde spécifiques et d'acheminer ou de bloquer le reste de longueurs d'ondes.

Le présent chapitre a pour objectif d'introduire les bases théoriques nécessaires à la compréhension dans un contexte général les notions générales des filtres optiques et ses différents types, puis nous avons décrit les résonateurs d'anneau avec leurs applications, Enfin nous présenterons les principes des filtres optiques a base plasmonique.

2. Performances et état de l'art

Le filtre channel drop joue un rôle clé dans les circuits photoniques intégrés. Il a suscité l'intérêt des chercheurs en raison de la demande significative pour sélectionner un canal requis à partir des systèmes WDM. Les filtres channel drop conventionnels, tels que les filtres à base du réseau de Bragg, les filtres Fabry-Pérot, les filtres à grille de guide d'onde en réseau, les filtres électro-optiques et les filtres à résonateurs en anneaux [1, 2] sont tous de l'ordre du centimètre et millimètre, ce qui peut ne pas convenir aux circuits photoniques intégrés. Cependant, la conception des filtres à extraction basés sur les cristaux photoniques réduirait leur dimension jusqu'à l'ordre du micromètre.

De nombreuses configurations du filtre channel drop, à base de cristaux photoniques, peuvent être trouvées dans la littérature. Une conception possible de cet élément utilise des résonateurs optiques pour sélectionner une seule fréquence spécifique qui correspond à la fréquence de résonance. Un résonateur est un dispositif qui permet de confiner l'énergie d'une onde électromagnétique à certaines fréquences. En optique, il constitue un élément indispensable à la conception de plusieurs dispositifs, dont des capteurs, des lasers, des

filtres, des interféromètres... etc. Il existe de nombreuses configurations, illustrées sur la figure 2.1.

Tous les résonateurs optiques ont le même principe de base. La lumière est piégée à l'intérieur de la structure de manière à ce qu'elle repasse plusieurs fois sur le même chemin. L'onde lumineuse interfère alors avec elle-même. Pour que l'onde interfère constructivement à chaque tour, il faut que le chemin optique parcouru soit un multiple entier de la longueur d'onde. Ainsi, pour les longueurs d'onde respectant cette condition il y aura résonance. Les autres subiront des interférences destructives et ne resteront donc pas dans le résonateur [3].

La cavité Fabry-Pérot (figure 2.1.a) est le résonateur le plus connu. Elle est constituée de deux miroirs parallèles positionnés l'un face à l'autre. L'onde lumineuse emprisonnée dans la structure, effectue un grand nombre d'aller-retour entre les deux miroirs et interfère à chaque passage. Dans un cristal photonique, ce type de résonateur peut être créé en omettant un ou plusieurs motifs (trous ou tiges) du cristal photonique. Il est aussi possible de modifier le rayon des motifs, ou encore de déplacer certains motifs d'une ou plusieurs rangées. Cela a pour effet de créer un mode de défaut dont la fréquence se situe dans la bande interdite et qui est localisé autour du site du défaut. C'est une cavité résonante puisque les photons sont piégés à l'intérieur de ce défaut, vu que le CP environnant joue le rôle d'un miroir réfléchissant pour ces photons.

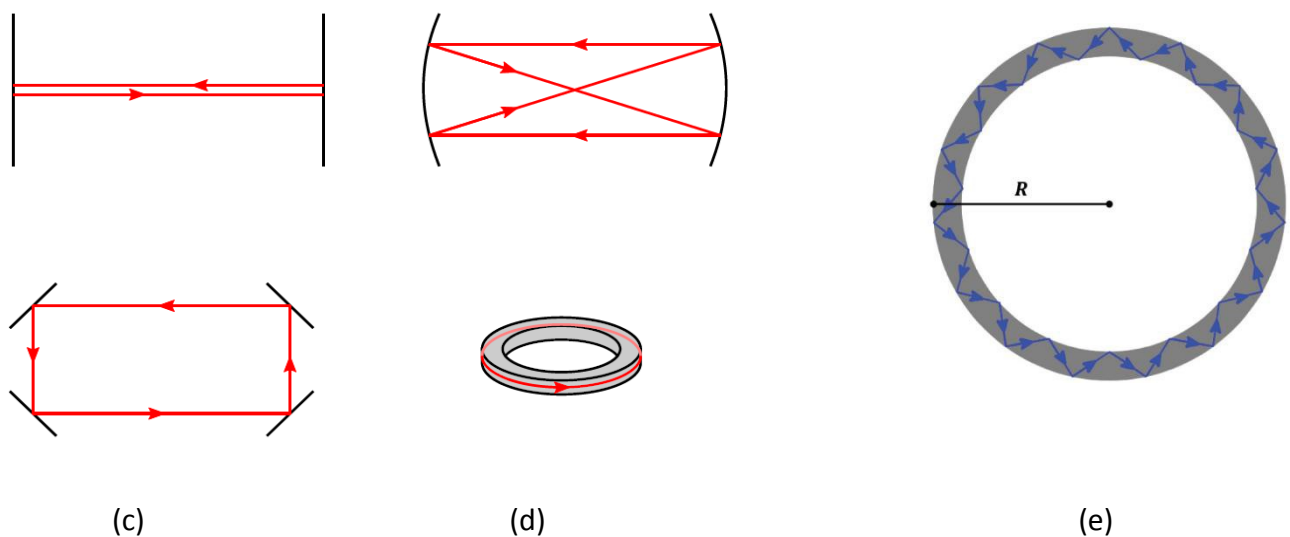


Fig.2 1. Différentes configurations de résonateurs optiques :

(a) Cavité Fabry-Pérot, (b) Fabry-Pérot avec miroirs sphériques, (c) Anneau en espace libre, (d) Résonateur en anneau. (e) Un résonateur en anneau de rayon R avec un cœur d'indice de réfraction élevé (indiqué en gris) entouré par une gaine de faible indice (indiquée en blanc). Une onde électromagnétique se propageant à l'intérieur du résonateur est totalement réfléchi aux interfaces formées par les frontières du résonateur avec le matériau de la gaine .

Une première proposition théorique d'un filtre à extraction à base de cavités résonantes a été donnée par Fan et al. en 1998 [4]. Le filtre consiste en un système à quatre ports constitué d'une seule cavité résonante placée entre deux guides d'onde parallèles. Il apparaît qu'un transfert maximal du signal d'entrée du guide bus au guide drop parallèle aura lieu lorsque le résonateur entre les deux guides d'onde supportera deux modes de résonance dégénérés de symétries différentes. En 2003, Akahane et al. ont présenté un filtre à extraction de cinq canaux dans un système à trois ports [5] . Chaque canal est composé d'une cavité résonante couplée directement à un guide d'onde drop. Un autre canal est placé à l'extrémité du guide d'onde bus, il fonctionne comme un réflecteur pour les autres canaux. Des efficacités couplées directement à un guide d'onde drop. Un autre canal est placé à l'extrémité du guide d'onde bus, il fonctionne comme un réflecteur pour les autres canaux. Des efficacités d'extraction supérieures à 96% ont été obtenues dans tous les canaux. Dans une autre étude, un nouveau filtre channel drop à trois ports a été proposé en 2006 par Ren et al. [6]. Dans leur structure, deux microcavités ont été utilisées. Une a été employée pour extraire une longueur d'onde précise et ensuite la transférer du guide d'onde bus au guide d'onde drop par effet de résonance, alors que l'autre a été utilisée pour réaliser la rétroaction de réflexion sélective de longueur d'onde dans le guide d'onde bus. Les résultats numériques ont démontré une efficacité d'extraction complète à la résonance via ce système à trois ports. Dans la même année, et en se basant sur ce système, les mêmes auteurs ont réussi à concevoir un filtre de six canaux [7]. Les résultats numériques ont vérifié sa faisabilité. Des efficacités d'extraction supérieures à 95% sont atteintes dans tous les canaux introduit une conception d'une surface d'émission constituée d'un guide d'onde et d'une cavité linéique [8]. Dans leur structure, une lumière d'entrée pénètre dans le guide d'onde, traverse la cavité, et par la suite quitte la cavité verticalement. Dans cette configuration, il n'est typiquement pas possible de recevoir la lumière émise en dessous de la structure et donc dans les meilleures conditions, on peut obtenir une efficacité d'extraction de 50%. En 2004, Kim et al. ont présenté un filtre à extraction de cinq canaux dans un système à trois ports [9]. Chaque canal est composé d'une cavité résonante couplée

directement à un guide d'onde drop. Un autre canal est placé à l'extrémité du guide d'onde bus, il fonctionne comme un réflecteur pour les autres canaux. Des efficacités d'extraction supérieures à 96% ont été obtenues dans tous les canaux. Dans une autre étude, un nouveau filtre channel drop à trois ports a été proposé en 2006 par Ren et al. [10]. Dans leur structure, deux microcavités ont été utilisées. Une a été employée pour extraire une longueur d'onde précise et ensuite la transférer du guide d'onde bus au guide d'onde drop par effet de résonance, alors que l'autre a été utilisée pour réaliser la rétroaction de réflexion sélective de longueur d'onde dans le guide d'onde bus. Les résultats numériques ont démontré une efficacité d'extraction complète à la résonance via ce système à trois ports. Dans la même année, et en se basant sur ce système, les mêmes auteurs ont réussi à concevoir un filtre de six canaux [11]. Les résultats numériques ont vérifié sa faisabilité. Des efficacités d'extraction supérieures à 95% sont atteintes dans tous les canaux.

Les résonateurs en anneau représentent un autre groupe de résonateurs optiques (figure 2.1.d). Dans ces dispositifs, la lumière se propageant à l'intérieur du résonateur y est confinée par réflexion totale interne : Quand le matériau utilisé présente un contraste d'indice suffisamment élevé avec le milieu environnant le résonateur, la lumière est forcée à faire le tour du résonateur en se reflétant à angle rasant chaque fois qu'elle rencontre la paroi (voir figure 2.1.e). A l'inverse des résonateurs conventionnels, dans les résonateurs en anneaux à cristaux photoniques (PhotonicCrystals Ring Resonators, PCRRs), sur lesquels porte plus particulièrement ce travail, la lumière est confinée par effet de bande interdite photonique. Les PCRRs sont obtenus par la suppression de quelques motifs du cristal photonique suivant une forme annulaire. Récemment, différentes configurations ont été proposées pour la conception des filtres optiques à extraction. On en détaillera quelques-unes dans la suite de ce chapitre.

De nombreux résultats expérimentaux des CDFs créés dans des plates-formes à cristaux photoniques bidimensionnels ont été rapportés [12]. Noda et al. ont démontré un filtre channel drop à émission de surface dans un système à trois ports [13]. Le filtre est constitué d'une cavité couplée à un guide d'onde. Les photons se propageant à travers le guide d'onde sont piégés par le défaut ponctuel, qui les émet ensuite à l'espace libre. Dans un autre travail, Akahane et al. ont présenté une étude théorique et expérimentale d'un filtre à extraction composé de deux défauts ponctuels en cascade situés entre deux défauts

linéaires dans un cristal photonique planaire [14]. En outre, ils ont théoriquement démontré que l'efficacité d'extraction a été considérablement améliorée, jusqu'à 93%, en introduisant des cristaux photoniques à hétéro-structures, qui consistent en une série de régions du cristal photonique connectées avec des constantes de réseau différentes. Par ailleurs, ces cristaux photoniques à hétéro-structures ont été utilisés pour démontrer des opérations d'extraction de longueurs d'onde avec des facteurs de qualité Q (défini par le rapport de la longueur d'onde de résonance, λ_0 , à la largeur à mi-hauteur du pic, $\Delta\lambda$) très élevés (plus d'un million) [15]. En utilisant le concept des cristaux photoniques à hétéro-structure, un CDF à quatre canaux a été expérimentalement étudié par Takano et al. [16-19]. Le dispositif se compose de quatre unités de filtre simplement connectées avec des différences de 5 nm entre les pas du réseau. Quatre canaux ont été obtenus avec succès, avec des efficacités élevées, de près de 100%, et des facteurs de qualité égaux, à travers tous les canaux.

3. Le résonateur en anneau et ses applications

La proposition d'utiliser un résonateur annulaire intégré pour un filtre passe-bande a été faite en 1969 par E. A. Marcatili. La structure du filtre de chute de canal est illustrée à la figure 8. Les propriétés de transmission du guide utilisé consistant en une tige diélectrique de section transversale rectangulaire, entourées de plusieurs diélectriques d'indices de réfraction plus faibles, ont été décrites par E. A. Marcatili dans [20].

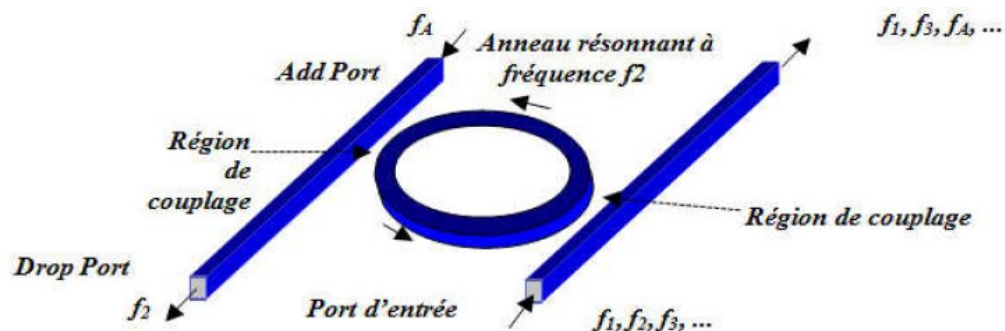


Fig.2 2. Filtre de suppression de canal de résonateur en anneau.

3.1. Attributs des résonateurs en anneaux

Lorsqu'on parle des résonateurs en anneaux, on se réfère souvent à plusieurs quantités décrivant des attributs spécifiques du résonateur. Il existe deux caractéristiques importantes des résonateurs : la finesse F et le facteur de qualité Q .

- Facteur de qualité

Le facteur de qualité (Q) est une grandeur utilisée pour exprimer le confinement temporel de l'énergie dans un résonateur. Plus la lumière demeure dans le résonateur (avant d'en sortir), plus le facteur de qualité est élevé, et meilleur est le résonateur. Peut être défini en fonction de celle-ci par la relation suivante

$$Q = \frac{\lambda_r}{\Delta\lambda} = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (2.1)$$

Avec λ_r le rapport entre la longueur d'onde centrale e résonance et de sa largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (full widthathalf maximum, FWHM) et ω_r la fréquence à la résonance.

Le facteur de qualité est inversement proportionnel au FWHM, ce qui implique qu'une résonance étroite dans le domaine fréquentiel correspond à un résonateur à faibles pertes.

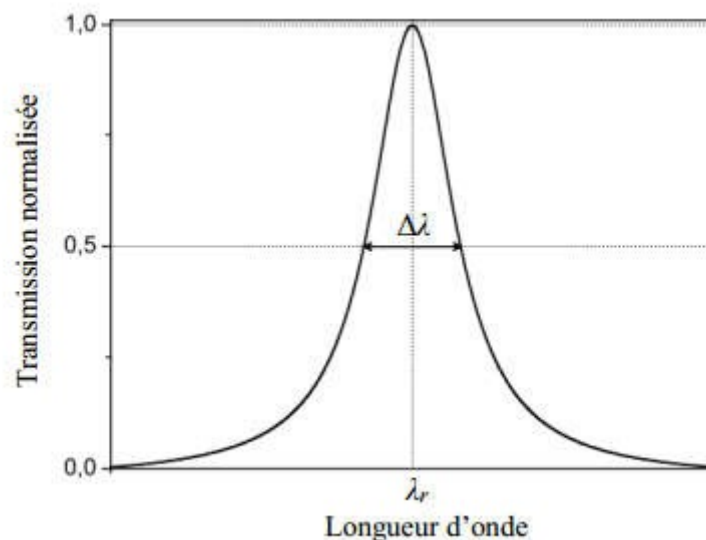


Fig.2 3. Réponse spectrale d'un résonateur en anneau.

- **Finesse**

En plus du facteur de qualité, une autre mesure communément utilisée est la finesse (F) du résonateur. Elle est définie comme le rapport entre l'intervalle spectral libre (ISL : la distance entre deux pics) et la largeur à mi-hauteur ($\Delta\lambda$) d'une résonance

$$F = \frac{ISL}{\Delta\lambda} \quad (2.2)$$

La finesse est d'autant plus grande que les pics sont étroits. Elle se rapporte au nombre de passages du champ dans le résonateur, ainsi, pour des résonateurs de haute

finesse, le champ intra-résonateur peut être très élevé, ce qui favorise l'apparition d'effets non-linéaires. Une finesse élevée est un atout important pour ce type de résonateurs, ce qui fait d'eux de bons candidats pour d'autres applications telles que les capteurs et le filtrage [21][22]:

4. Applications

Il existe un large éventail d'applications pour l'utilisation de résonateurs en anneau. Cette section est un moyen de mettre en évidence quelques exemples d'utilisation des résonateurs en anneau.

- La première application est l'utilisation de ces résonateurs en anneau couplés dans des lignes à retard optique [23], qui fournissent un retard dans le temps pour un signal optique. Dans les systèmes de communication optiques multiplexés par répartition dans le temps (OTDM), par exemple, cette fonction est requise à des fins de synchronisation. Dans les démultiplexeurs OTDM et dans les portes logiques optiques, par exemple, les signaux de commande locaux doivent se chevaucher dans le temps avec les signaux de données entrants.
- Un autre domaine important est l'utilisation des résonateurs en anneau pour la compensation de dispersion flexible. La dispersion chromatique est provoquée par une variation de la vitesse de groupe de la lumière se propageant dans une fibre avec des modifications de la fréquence optique. Une impulsion de données contient toujours un spectre de longueurs d'onde. Lorsque l'impulsion se déplace le long de la fibre, les composantes de longueur d'onde les plus courtes se déplacent plus rapidement (dispersion négative) que les composantes de longueur d'onde plus longues (dispersion positive). Cet effet élargit les impulsions et les fait interférer avec les impulsions voisines et déforme le signal de transmission. Les compensateurs de dispersion pratiques doivent avoir une accordabilité limitée, une perte d'insertion uniforme lors de l'ajustement de la dispersion et un fonctionnement à plusieurs longueurs d'onde. Les résonateurs en anneau peuvent être utilisés pour augmenter la longueur physique en forçant la lumière à traverser la distance physique plusieurs fois. L'amélioration de la résonance, cependant, se fait au prix d'une bande passante finie. Plus l'amélioration est importante, plus la bande passante est étroite. Les résonateurs en anneau permettent une compensation importante pour plusieurs longueurs d'onde simultanément dans une plage de fréquences jusqu'ici limitée [24]. Le bloc

constitutif d'un compensateur de dispersion à plusieurs étages utilisant des résonateurs en anneau est illustré à la figure 9. Le retard de groupe du résonateur en anneau suit une courbe périodique. La mise en cascade de plusieurs boucles permet la synthèse de diverses courbes de retard.

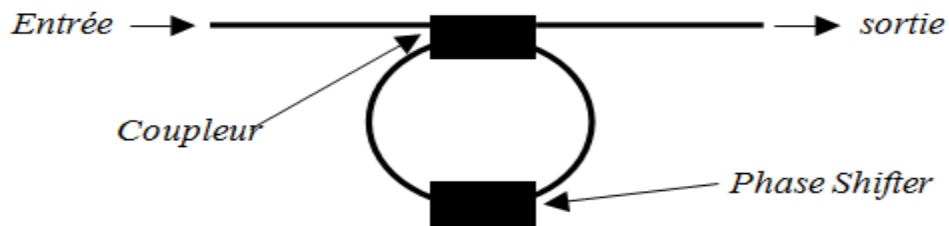


Fig.2 4. Résonateur à anneau unique (SRR) comme élément constitutif des compensateurs de dispersion multi-étages .

- L'intégration d'un résonateur en anneau avec un interféromètre de Mach-Zehnder a été réalisée récemment pour une utilisation en tant que filtre coupe-bande compact et en tant que multi / démultiplexeur périodique [25].

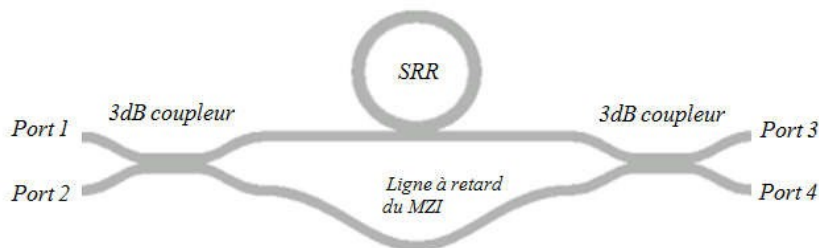


Fig.2 5. Configuration d'un MZI avec un résonateur en anneau.

- Dans le cas du filtre coupe-bande, la perte aller-retour dans l'anneau est faible comparée à la force de couplage du guide d'ondes. L'anneau introduit un déphasage de π à la résonance sur le guide d'ondes couplé latéralement. Les résonateurs à anneau unique couplés à un guide d'onde qui sont présentés dans cette thèse peuvent être utilisés comme filtres coupe-bande avec un rapport d'activation / désactivation supérieur à 20 dB [26].
- Une expérience de transmission multiplexée par division de fréquence (FDM) utilisant une DRR a été présentée dans L'expérience a été réalisée en utilisant 8 canaux à un débit de données de 622 Mb / s avec un espacement de canal de 10 GHz. Le DRR utilisé avait un FSR

d'environ 100 GHz. Selon les auteurs, il s'agit d'une des premières expériences de transmission utilisant des résonateurs en anneau. Récemment, une expérience de transmission à 5 Gbit / s utilisant une microsphère comme dispositif d'addition / extraction a été rapportée [27].

- Les résonateurs en anneau couplés verticalement sont également des candidats possibles pour la réalisation de filtres add / drop. Les dispositifs basés sur le couplage latéral nécessitent l'utilisation de technologies de fabrication avancées pour obtenir des largeurs de bande de filtre reproductibles et une efficacité de suppression élevée. Un autre moyen de coupler le résonateur en anneau au guide d'onde est le couplage vertical [28]. La séparation sensible entre le résonateur en anneau et les guides d'ondes de bus est contrôlée par la croissance ou le dépôt de matériau permettant la fabrication d'espaces vides $<0,3 \mu\text{m}$. La technologie de couplage vertical utilisée jusqu'à présent concerne principalement les dispositifs passifs.

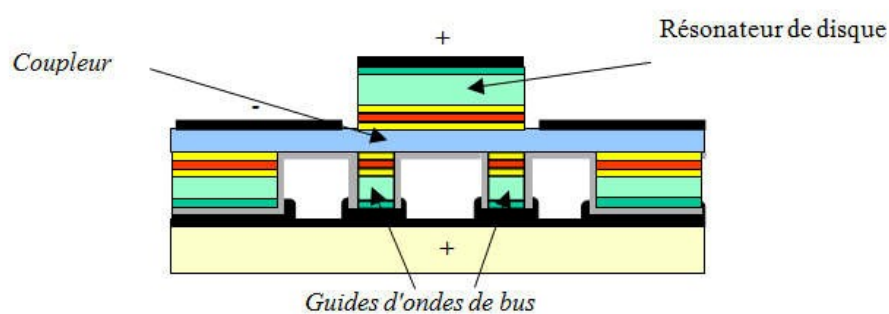


Fig.2 6. Résonateur à micropores tout actif couplé verticalement.

La section suivante présente les fonctionnalités de base des résonateurs en anneau. Un modèle de simulation décrivant le comportement des résonateurs en anneau est présenté.

4.1. Résonateurs à anneau couplé - théorie et modèle de simulation

Les résonateurs en anneau actifs et passifs sont des candidats prometteurs pour les applications de filtrage en longueur d'onde de routage de commutation de modulation, de conversion [29] et de multiplexage / démultiplexage, comme indiqué dans la section précédente. Les résonateurs en anneau ne nécessitent pas de facettes ni de réseaux pour le retour optique et sont particulièrement adaptés à l'intégration monolithique avec d'autres composants [30]. La forme de la bande passante des filtres à résonateur en anneau peut

être conçue en utilisant plusieurs résonateurs couplés. La caractéristique du filtre (forte décroissance, sommet plat et contraste élevé > 20 dB) dépend du flux d'énergie dans les résonateurs qui définit la forme de filtre souhaitée. Il est nécessaire de réaliser des flancs de guide d'onde lisses pour de faibles pertes de guide d'onde [31], des courbures gravées profondes pour de faibles pertes de flexion et des dimensions précises du guide d'onde pour la répartition de la puissance. La réjection hors-bande et la réjection hors bande plus raides nécessitent des résonateurs à micro-anneaux en cascade [32]. La mise en œuvre de SOA dans le résonateur en anneau ouvre la possibilité d'ajuster le flux d'énergie pour une réponse optimale. L'adaptation de la fréquence de résonance de chaque anneau dans plusieurs résonateurs à anneau couplés est inévitable pour obtenir la caractéristique de filtre souhaitée. La fonction principale d'un résonateur à anneau unique (SRR) est illustrée aux figures 11 et 12. Le résonateur (figure 13) n'est pas en résonance avec la longueur d'onde insérée au port d'entrée. La longueur d'onde passe et peut être détectée au port de débit. La quantité de lumière qui pénètre dans le résonateur en anneau dépend du facteur de couplage du coupleur utilisé.

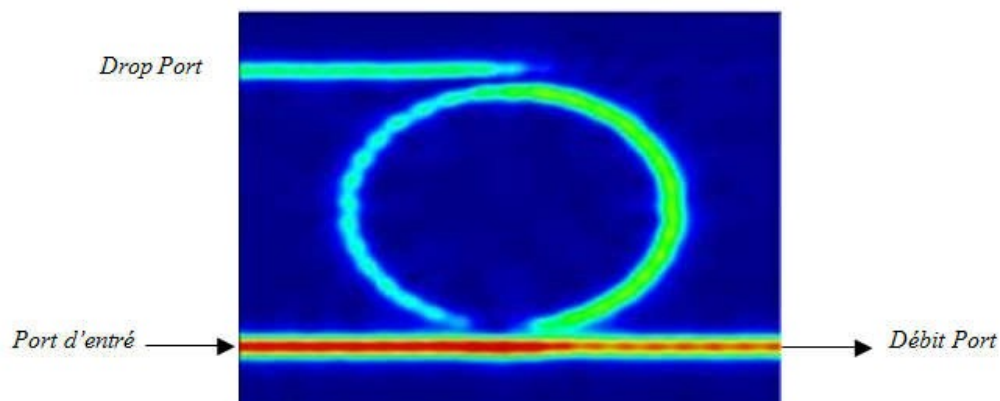


Fig.2 7. Résonateur en anneau à une longueur d'onde de = 1,55 μm .

La longueur d'onde insérée au port d'entrée de la figure 12 résonne avec le résonateur en anneau et est "abandonnée". Le même principe s'applique aux résonateurs à double anneau (DRR) et analogues. Arrangements utilisant des résonateurs en anneau. L'utilisation de DRR et de résonateurs en anneau couplés multiples permet la réalisation de divers types de caractéristiques de filtre.

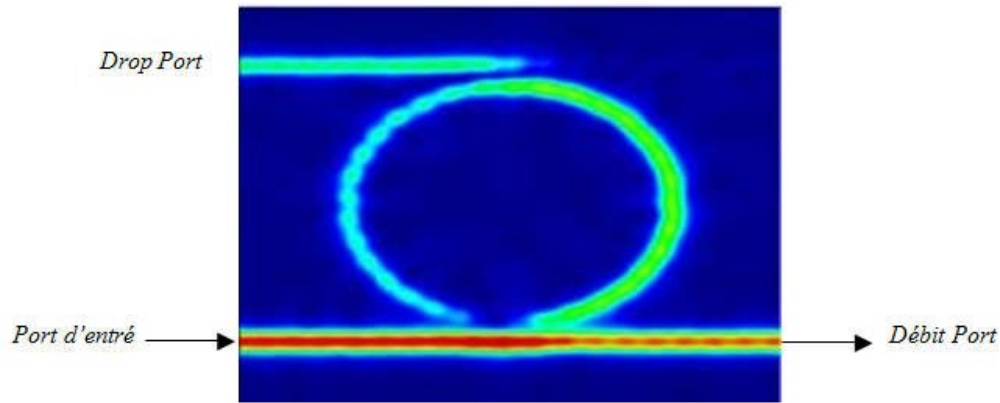


Fig.2 8. Résonateur en anneau à une longueur d'onde de $= 1,57 \mu\text{m}$

4.2. Synthèse de filtres optiques à l'aide de résonateurs en anneau

La synthèse de filtres à résonateur en anneau concaténés en série ou en parallèle a déjà été décrite en 1988 et réalisée à l'aide de fibres optiques. La synthèse de divers types de filtres optiques utilisant des résonateurs en anneau a récemment attiré l'attention [33]. L'objectif est la réalisation d'une forme de filtre en forme de boîte et d'un rapport d'activation / désactivation élevé. Théoriquement, de nombreuses formes de filtres souhaitées peuvent être créées en utilisant plusieurs résonateurs en anneau couplés. Les étapes de filtrage décrites sont supposées être identiques dans leur comportement, ce qui n'est pas le cas en réalité. La fréquence de résonance des résonateurs en anneau à couplage doit être adaptée pour surmonter les tolérances de fabrication et obtenir la forme de filtre souhaitée. Du point de vue des auteurs, un filtre à résonateur en anneau composé de plus de trois ou quatre résonateurs en anneau fabriqués à l'aide de la technologie de pointe actuelle n'est pas praticable.

5. Les filtres optiques à base plasmonique

Les polaritons de plasmons de surface (SPP) sont des ondes électromagnétiques de surface se propageant à l'interface métal – diélectrique et se confinant de manière évanescente dans la direction perpendiculaire de l'interface. Les guides d'ondes plasmoniques transfèrent les ondes électromagnétiques couplées à la surface des oscillations collectives d'électrons libres sur des métaux qui ont été considérés comme supports d'énergie et d'information en nanophotonique. Deux des guides d'ondes plasmoniques multicouches bien connus sont métal – isolant – métal (MIM) et isolant –

métal – isolant (IMI) structures. Parmi les différents guides d'ondes à base de SPP, métal – isolant – métal (MIM).

Les filtres optiques, l'un des éléments constitutifs des circuits optiques intégrés, ont attiré Attention considérable. Différents types de filtres plasmoniques, tels que les topologies en forme de dent en sous-longueur d'onde et en gouttes additionnelles, sont introduits et analysés par des méthodes numériques. De plus, les filtres à résonateur en anneau génèrent des ondes stationnaires en opposition de phase en utilisant cavités optiques, à utiliser comme supprimeur de certaines longueurs d'onde ciblées dans le spectre de transmission [34]. Alors on distingue deux catégories de structures plasmoniques pour le filtrage et on s'intéresse par la structure MIM.

6. Structures Métal-Isolant-Métal (MIM)

Les Structures MIM sont des structures répandues dans le le domaine de la nanophotonique. Des applications remarquables on peut citer notamment: les guides d'ondes plasmoniques, généralement capables de fournir efficacité d'absorption élevée sur tout le spectre IR, en fonction des dimensions des structures et sur l'épaisseur de la cavité diélectrique. Ces dispositifs tifs sont généralement fabriqués avec une matrice de plaques isolantes métalliques reposant sur une couche métallique e métallique continue [35].

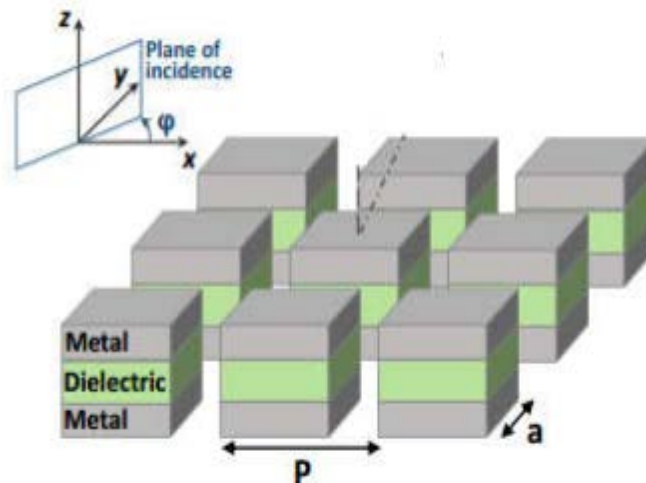


Fig.2 9. Schéma d'un filtre MIM typique avec une matrice carrée (période P) de patches carrés (taille a).

• Structures Métal-Isolant-Métal (IMI)

Outre le guide d'onde MIM, il existe une autre hétéro structure à trois couches: un métal mince couche prise en sandwich entre deux gaines diélectriques, appelée isolant-isolant-métal (IMI) guide d'ondes, comme indiqué à la Fig. 13 [36].

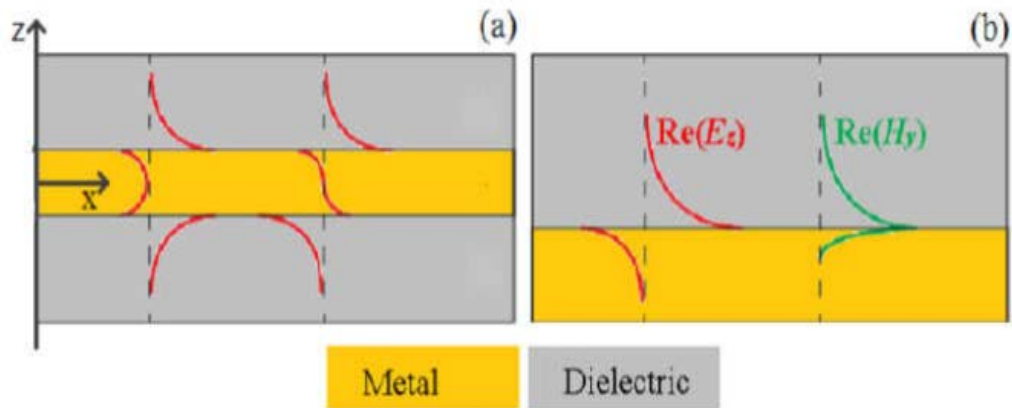


Fig.2 10. Vues schématiques de (a) une configuration IMI et (b) d'une seule interface métal-diélectrique. Les lignes rouges indiquent $Re(E_z)$, tandis que les lignes vertes représentent $Re(H_y)$.

7. Conclusion

Ce deuxième chapitre a permis de montrer la faisabilité d'une structure plasmonique de fournir la fonction de filtrage. Différents exemples portant sur la conception de ces filtres à base plasmonique ont été présentés en soulignant des travaux de recherche antérieurs. L'une des applications de ces filtres et ayant suscité le plus d'intérêt est le démultiplexage en longueurs d'onde dans le domaine de télécommunications sur lequel nous reviendrons spécifiquement au chapitre 3.

Chapitre 3

Résultats et discussions

1. Introduction

Les filtres optiques constituent un domaine de recherche très prometteur en raison de leur extrême miniaturisation, sélectivité. Ces filtres optiques permettent de séparer un canal optique du signal combiné sans électronique. Ils sont des dispositifs essentiels pour les systèmes WDM. L'application la plus évidente est le démultiplexage de canaux très rapprochés. L'objectif de ce chapitre est de concevoir des structures de filtre optiques basés sur un résonateur d'anneau rectangulaire pour les systèmes de télécommunications en utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Pour cela nous avons mené une étude paramétrique sur les différents paramètres qui peuvent influencer la performance du filtre. Tout d'abord, nous avons simulé une guide d'onde, ensuite nous avons passé par plusieurs prototypes de différentes formes géométriques. Puis, nous avons procédé aux formes d'anneau rectangulaire pour miniaturiser l'élément rayonnant et pour optimiser les performances de filtre.

2. Outil de simulation et méthodes

2.1. Méthode des différences finies temporelles(FDTD)

La méthode du domaine temporel par différence finie (FDTD) est aujourd'hui l'une des techniques populaires pour la résolution de problèmes électromagnétiques. Il a réussi appliquée à une très grande variété de problèmes, comme la diffusion d'objets métalliques et diélectriques, antennes, circuits microruban, et l'absorption électromagnétique dans le corps humain exposé aux radiations. La principale raison du succès de la méthode FDTD réside dans le fait que la méthode elle-même est extrêmement simple, même pour programmer un code tridimensionnel. La technique a d'abord été proposée par K. Yee, puis améliorée par d'autres au début des années 70.

2.2. Principe de la méthode

Afin d'avoir l'évolution temporelle du champ électromagnétique dans tout l'espace de calcul, ce volume de calcul est divisé en un ensemble de cellules élémentaires appelés cellules de Yee0. Les valeurs des champs électriques et magnétiques sont calculées en tout point de la structure et à chaque instant une fois qu'on aura imposé une excitation. Dans un milieu linéaire, homogène, isotrope, les équations différentielles de Maxwell dans le domaine temporel sont définies par 0 :

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} = \varepsilon \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (3.1)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} = -\mu \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad (3.2)$$

$$\overrightarrow{\text{div}}\vec{E} = 0 \quad (3.3)$$

$$\overrightarrow{\text{div}}\vec{H} = 0 \quad (3.4)$$

En faisant la projection de ces équations sur les axes (ox,oy,oz) on obtient leséquations suivantes:

$$\frac{\partial \overrightarrow{H}_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \overrightarrow{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \overrightarrow{E}_y}{\partial z} \right] \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{H}_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \overrightarrow{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \overrightarrow{E}_z}{\partial x} \right] \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{H}_z}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial \overrightarrow{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \overrightarrow{E}_x}{\partial y} \right] \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{E}_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \overrightarrow{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \overrightarrow{H}_y}{\partial z} \right] \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \overrightarrow{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \overrightarrow{H}_z}{\partial x} \right] \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial \overrightarrow{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \overrightarrow{H}_x}{\partial y} \right] \quad (3.10)$$

Les variations spatiales des composantes de \vec{H} régissent les variations temporelles des composantes de \vec{E} et vice versa. La résolution numérique des équations (3.2) est réalisée en adoptant la démarche de Kane Yee [37].

3. Présentation du logiciel RSOFTCAD

3.1. Définition

Le RSoft CAD est un programme de base de RSoft Photonique, et agit comme un programme de contrôle pour passif de RSoft modules 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 [38]

3.2. 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.

- **Outil de simulation fullwave**

Le moteur de simulation FullWAVE fait partie de la suite photonique RSoft, et est basé sur le bien connue technique du domaine temporel à différence finie (FDTD). Il calcule le champ électromagnétique comme fonction du temps et de l'espace dans une structure d'indice donnée en réponse à une excitation électromagnétique donnée. FullWAVE est idéal pour étudier la propagation de la lumière dans une grande variété de structures photoniques [39].

3.3. Implémentation FDTD sous fullwave

Full WAVE simule le comportement d'une onde électromagnétique pour une structure donnée en fonction du temps, dans un domaine fini sur une grille spatiale. Il est important de définir correctement ce domaine et cette grille pour garantir des résultats de simulation précis. Afin d'implémenter FDTD sous Full WAVE, des paramètres physiques et numériques sont nécessaires. Cette section décrit la définition de ces paramètres.

4. Les étapes de simulation

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 3.1).

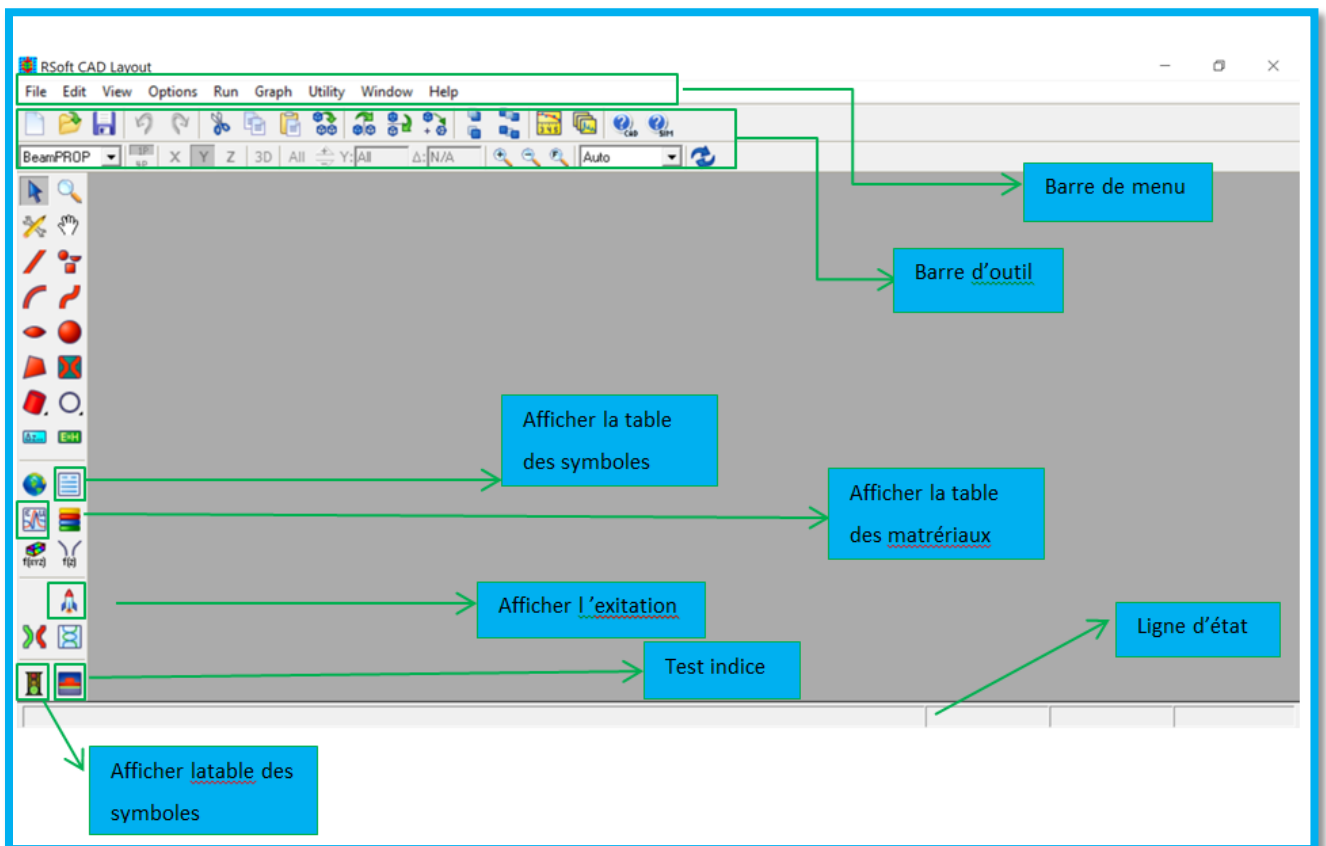



Fig.3 1. Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.

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 Fig. 2. Cette boîte de dialogue demande informations de base sur le circuit à modéliser et le module de simulation à utiliser.

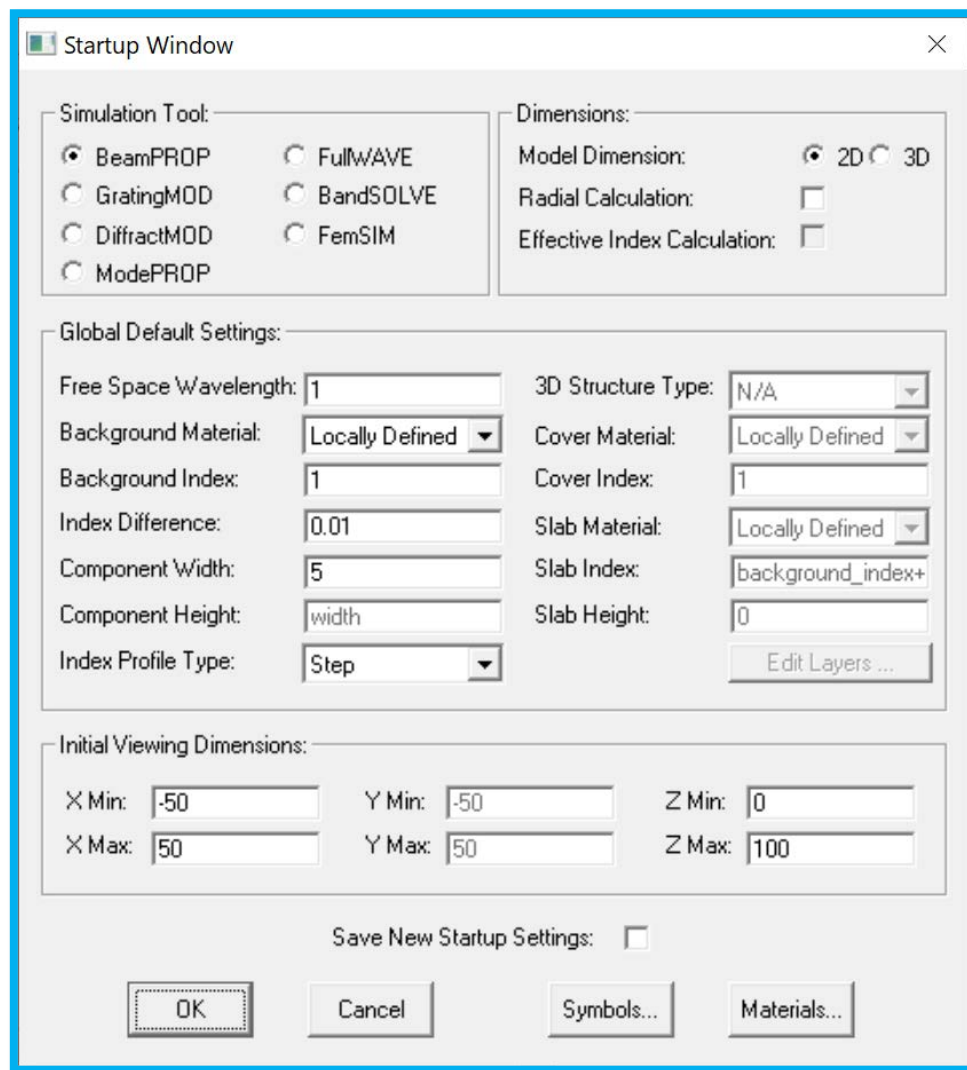


Fig.3 2. La fenêtre de démarrage (startup Window)

Entrez les informations affichées sur la figure III.2 et cliquez sur OK pour continuer. Nous avons défini la différence d'index, qui est la valeur par défaut différence d'index entre un segment de guide d'onde et l'indice d'arrière-plan. Notez que l'outil de simulation peut également être sélectionné, mais comme ce didacticiel ne se penchera que sur la CAD, l'outil choisi ici n'a pas d'importance.

À ce stade, une fenêtre de mise en page est créée dans la fenêtre principale du programme de CAD, comme le montre la figure III.3. 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.

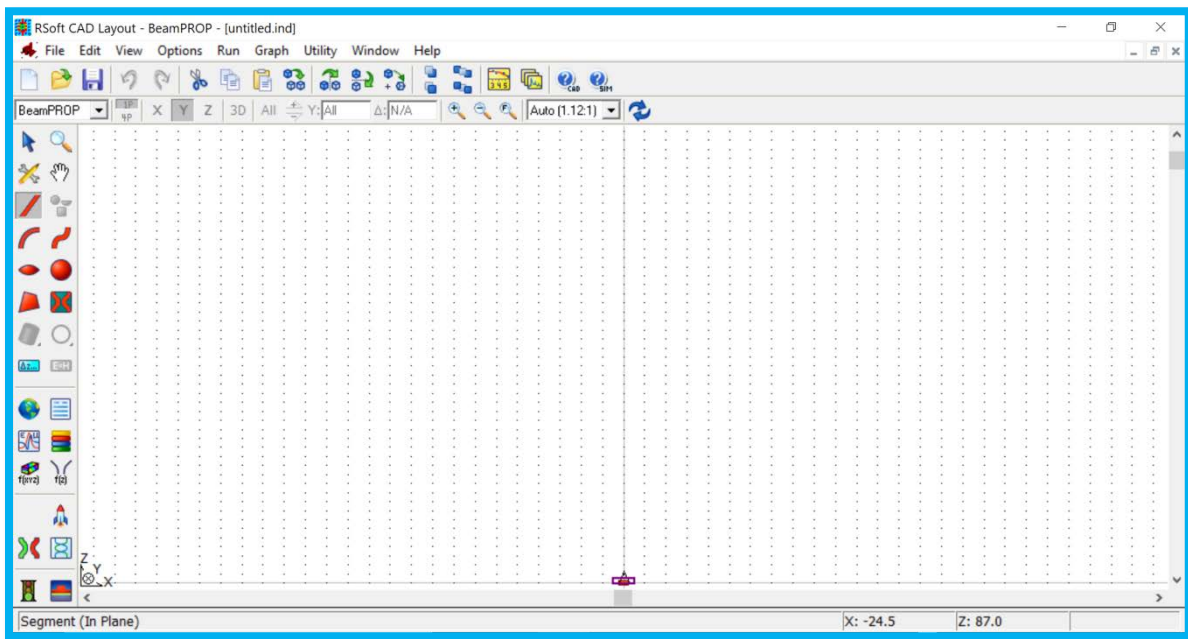



Fig.3 3. Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

4.1. Détermination des variables

Pour définir les variables Cliquer sur l'icône  (Edit symboles) dans la fenêtre de RSoft CAD. Le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre (Figure3.4). 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).

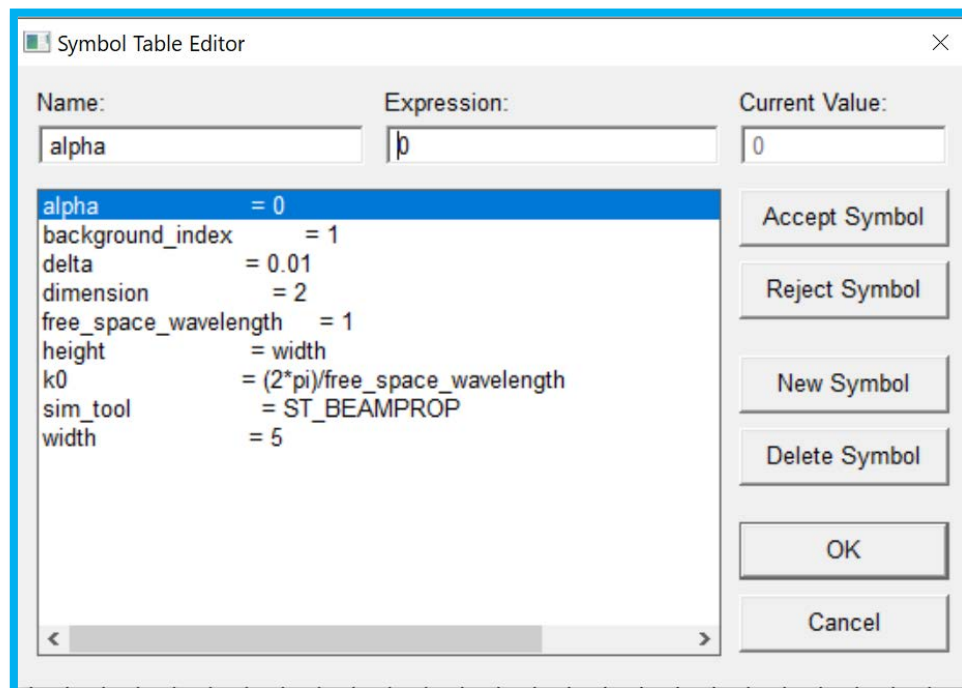



Fig.3 4. l'éditeur du Tableau de symboles.

4.2. Réglage Lancer «EditLaunchField»

Cliquer sur l'icône  (EditLaunch Field) dans la fenêtre de Rsoft CAD. Apparaître l'éditeur de lancer s'ouvre (Figure 3.5). Ce la fenêtre crée les paramètres de lancer (type de lancer, le angle, largeur, la position suivent x et y,....).

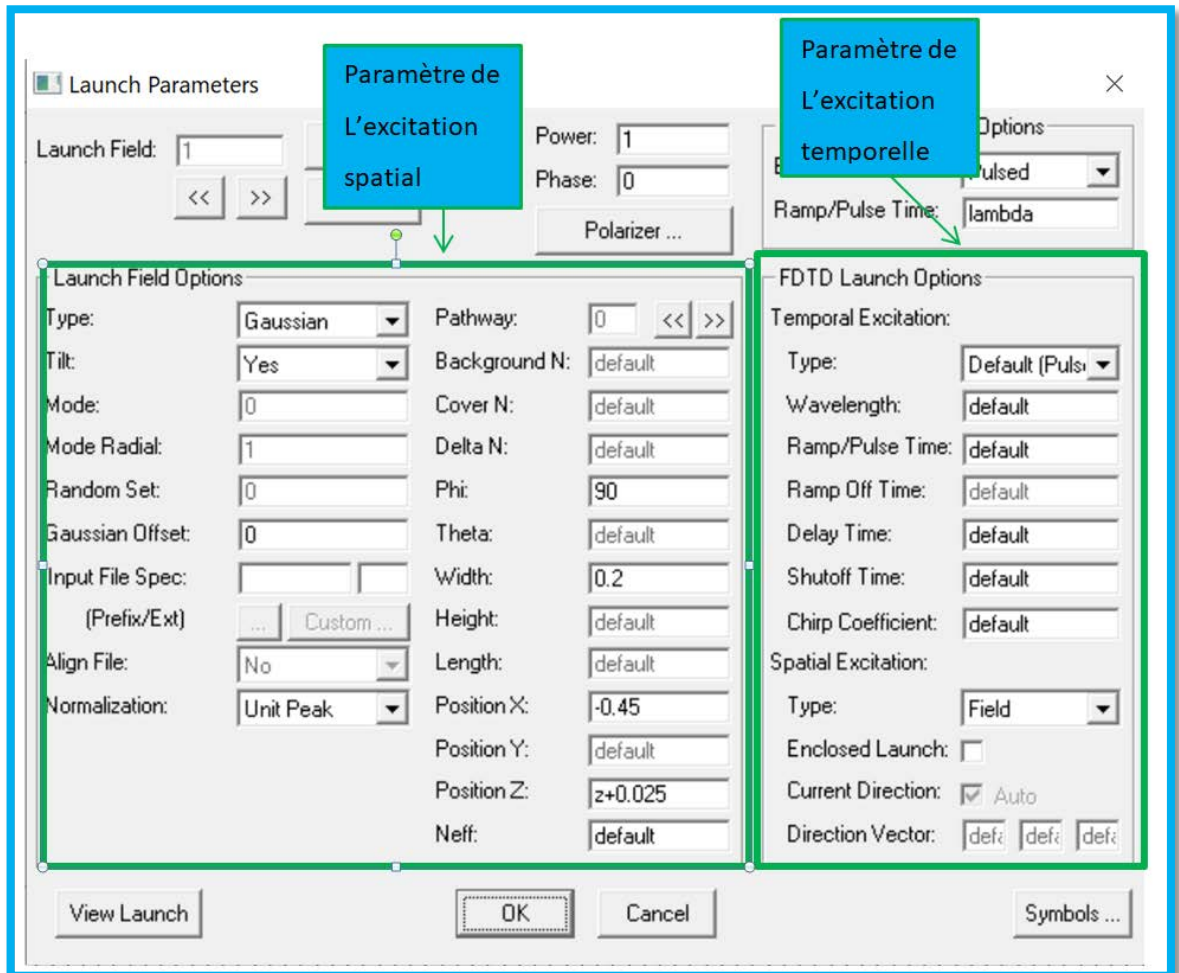
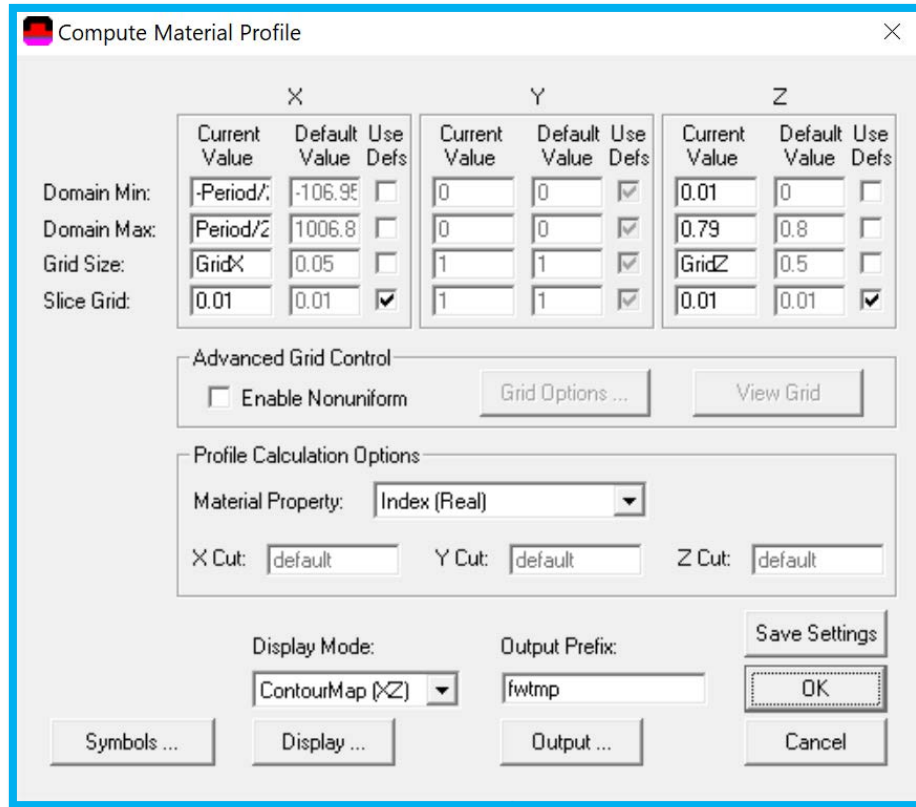


Fig.3 5. Boite de lancer «Editlanuchfield».

4.3. Vérifier de structure

Pour vérifier notre structure, nous avons simulé le profil de l'indice de réfraction dans le plan XZ. S'ouvre (Figure3.6).

(a)



(b)

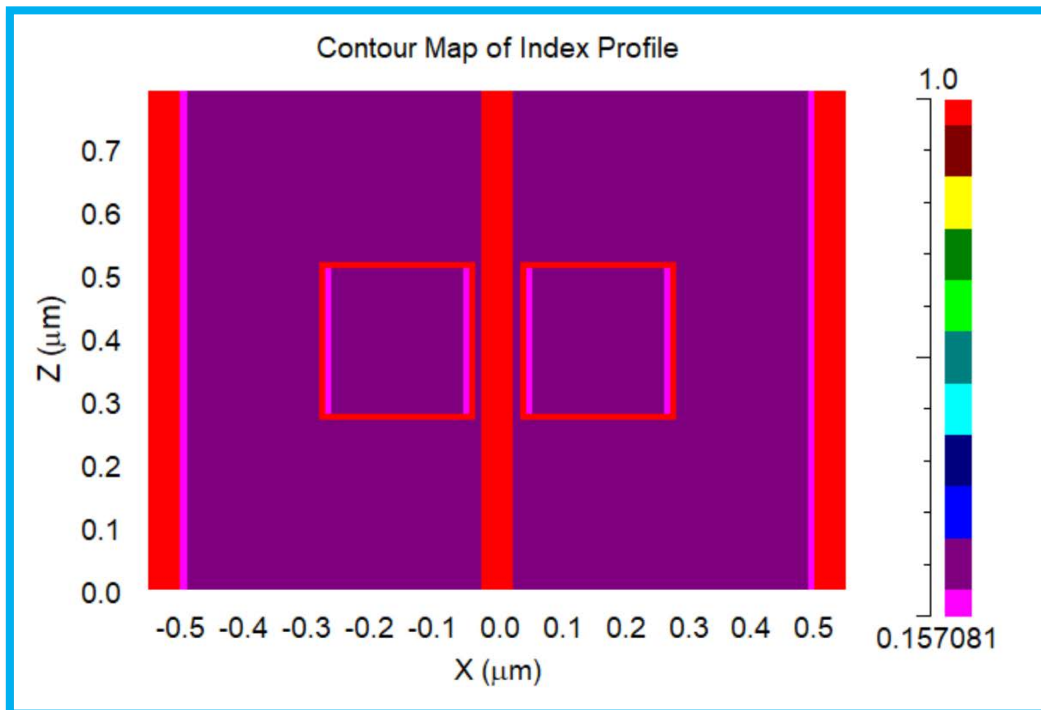



Fig.3 6. (a) fenêtre de compute material Profil (b) distribution d'indice de réfraction.

4.4. Réalisation d'une simulation

Lorsque la structure est bien définie on doit effectuer la simulation à l'aide de l'outil de simulation Fullwave 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 3.7). On va choisir Pulsed et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier [6].

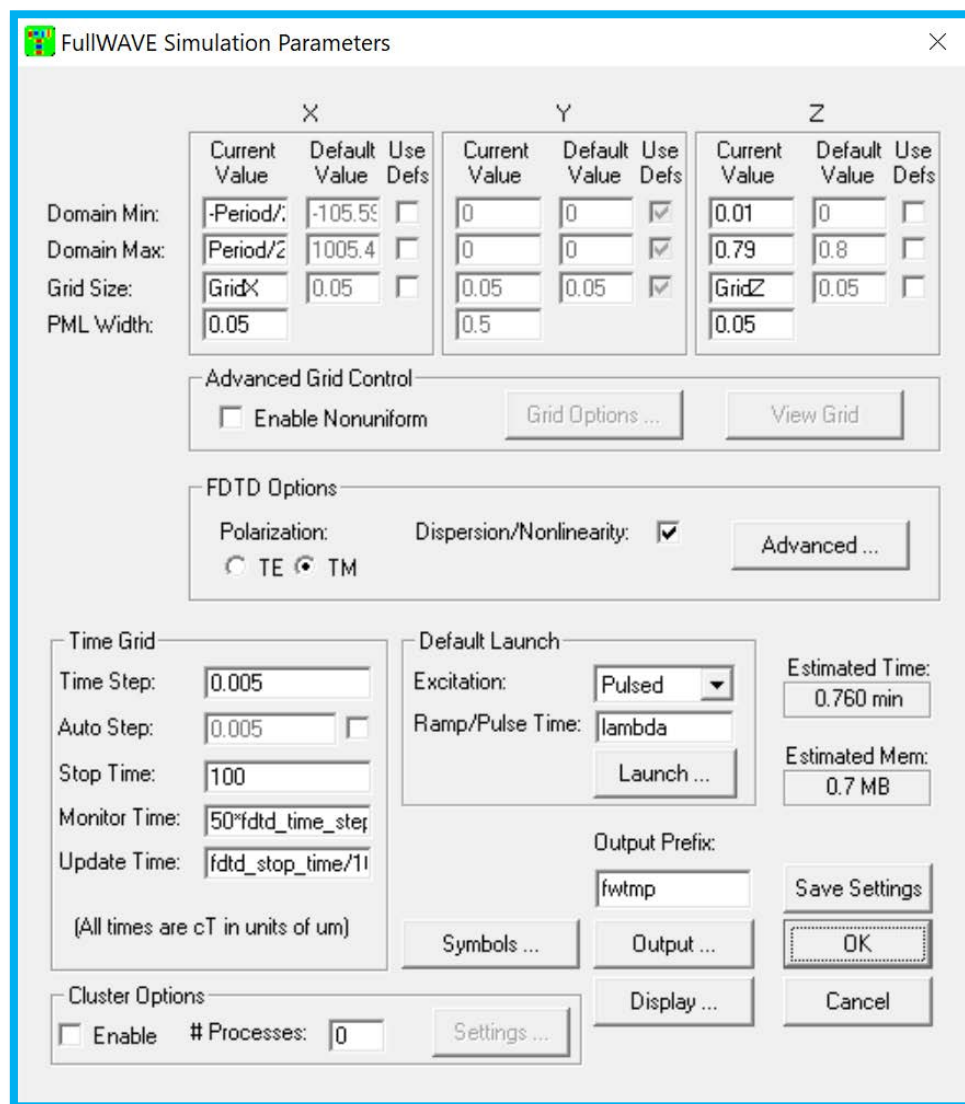



Fig.3 7. La fenêtre de paramètres de simulation

- **Lancement de la simulation**

Après avoir entré et accepté les informations, cliquez sur Ok pour commencer la simulation.

- **Lecture des résultats**

Afin de regarder les résultats de simulation, on clique sur l'icône  de Win PLOT dans la barre des outils supérieure de la fenêtre de CAD, et on choisit le graphe désiré à partir du dialogue qui est présenté.

5. Résultats de simulation

5.1. Structure du guide d'onde

En premier lieu, nous avons réalisé un guide d'onde MIM (métal-isolant-métal), et étudier la propagation dans les différents matériaux afin avoir une transmission de la lumière d'un endroit à un autre sans pertes. Dans la conception et la simulation numérique, nous avons utilisé la théorie full-wave. La lumière se propage dans la direction z . La structure est excitée par la polarisation TM.

Les étapes de l'espace dans les directions X et Z sont Δx et Δz . Le maillage FDTD utilisé dans la simulation est $\Delta X = \Delta Z = w/20$, où w , est la largeur du guide. Le temps d'échantillonnage est sélectionné pour assurer la stabilité numérique de l'algorithme. Le pas du temps pour la structure 2D est déterminé par $t = ?$

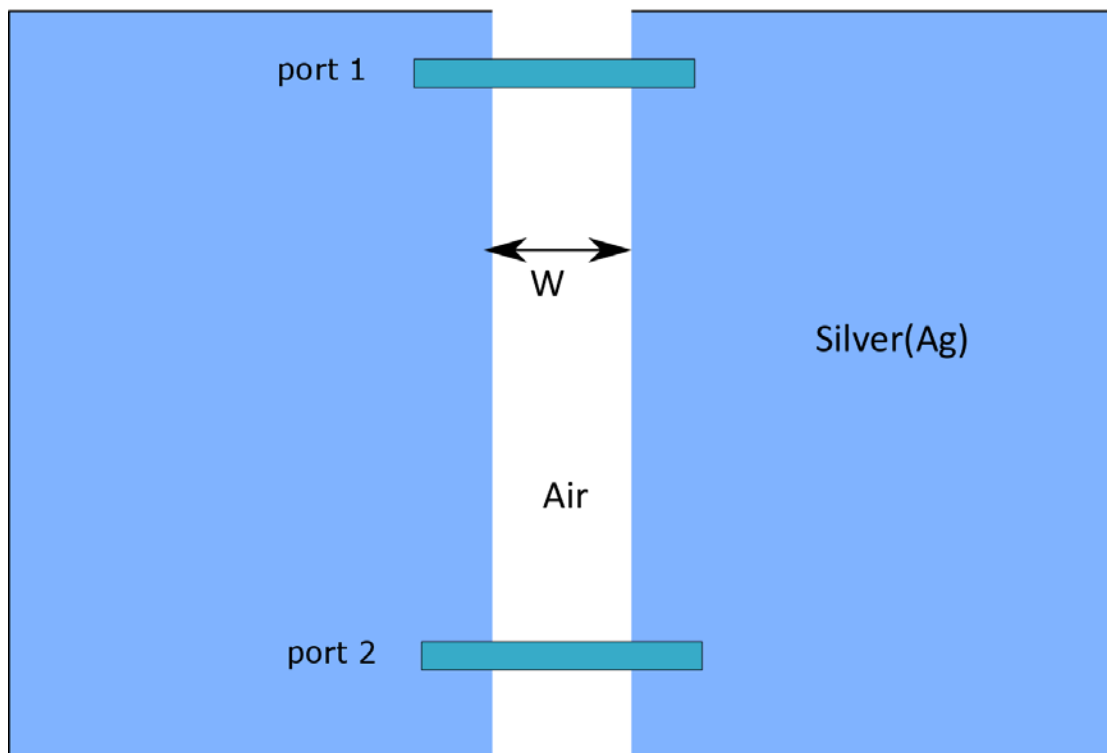


Fig.3 8. guide d'onde plasmonique

5.2. Étude paramétriques

- Effet du métal

Nous considérons dans cette section un guide d'onde plasmonique MIM de largeur W . Il est formé en enlevant une partie de matériau dans la direction Z . La structure de guide d'ondes MIM est montrée sur la figure III.8. Le guide d'ondes plasmonique MIM peut propager le mode SPP à l'échelle des sous-longueurs d'ondes avec une dissipation relativement faible et une grande distance de propagation. Chacune des interfaces métal-diélectrique du guide d'onde prend en charge un mode SPP qui se propage dans la direction x . On pourrait s'attendre à ce que, lorsque l'espace entre les deux interfaces soit comparable aux longueurs de désintégration des SPP dans le diélectrique, les modes de SPP soient couplés les uns aux autres.

Afin d'étudier la transmission du guide d'onde MIM, nous avons changé le métal utilisé dans notre structure, et comparé ente la propagation dans les différents métaux.

Métal	Transmission%
Argent (Ag)	85
Or (Au)	73
Cuivre (Cu)	65

Tableau 3.1: Transmission pour les différents métaux.

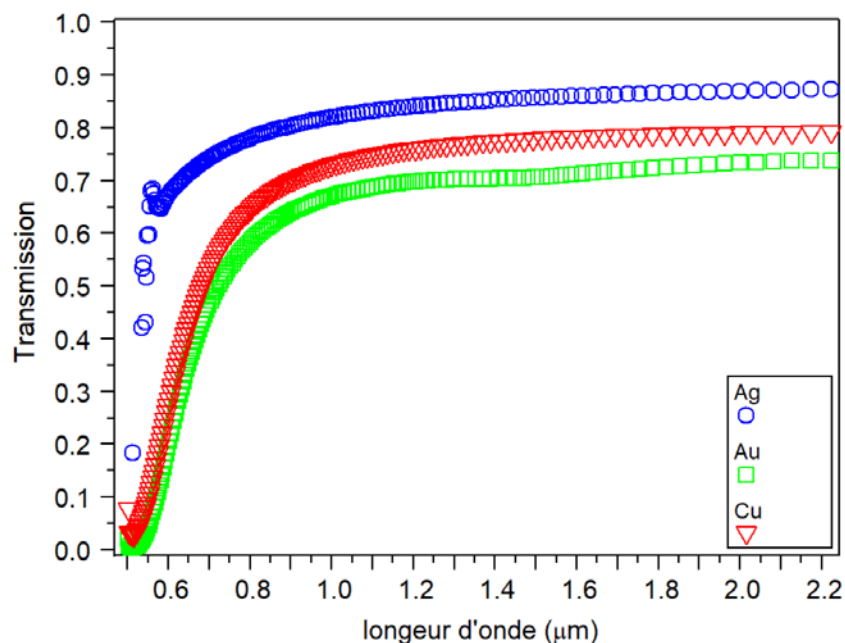


Fig.3 9. Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.

Les spectres de transmission dans le Figure III. 9 obtenu pour les différents métaux, montrent que la meilleure transmission correspondante à l'utilisation du métal Ag (argent). Donc ; dans la suite du notre travail ; on va utiliser le Ag pour la structure du guide MIM.

- **Effet de l'épaisseur du guide d'onde**

Dans cette manipulation, Le métal est de l'argent et le diélectrique dans le noyau de la structure est supposé être de l'air avec un indice de réfraction $n = 1$. Ensuite nous avons étudié l'effet de la variation de l'épaisseur du guide d'onde entre l'intervalle de [40-60]nm

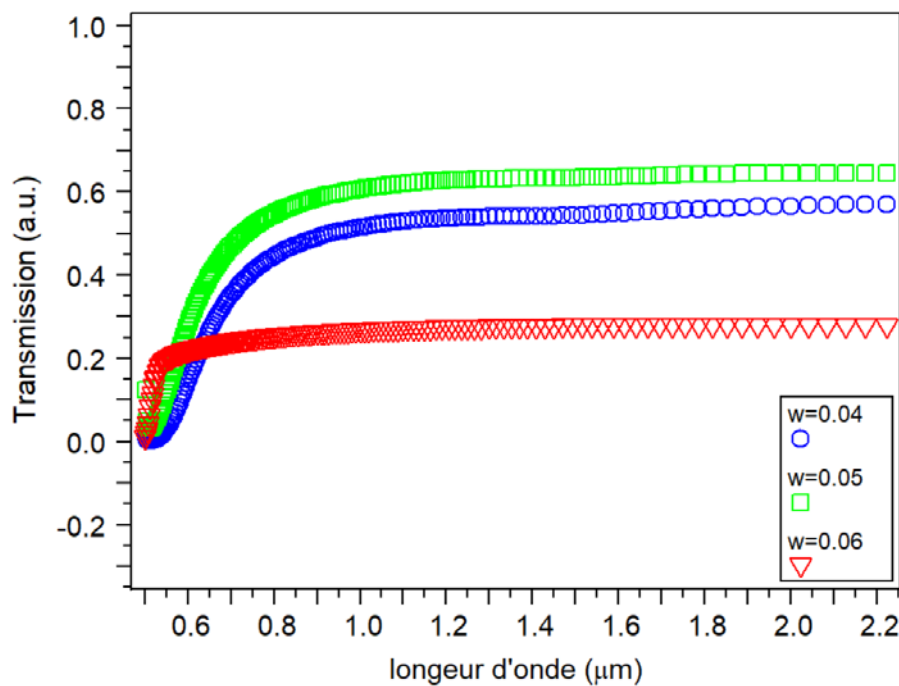


Fig.3 10. Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.

Figure 3.3 représente la variation de l'écart de transmission (entre la valeur minimal et maximal) en fonction de l'épaisseur (largeur) du guide d'onde, et d'après cette figure on peut conclure que l'épaisseur idéal pour la transmission a guide plasmonique est $w=50$ nm.

5.3. la structure guide/cavité rectangulaire

La figure suivante montre la géométrie de la structure proposée pour améliorer les performances du guide d'onde. Pour essayer d'améliorer la fonctionnalité de la première structure et l'utiliser pour d'autre application, nous avons proposé la structure de la Figure 3.12 qui correspondant à guides et une cavité rectangulaire avec les paramètres suivante

$$L1=245\text{nm} ; L2=250\text{nm} ; G=10 \text{ nm}$$

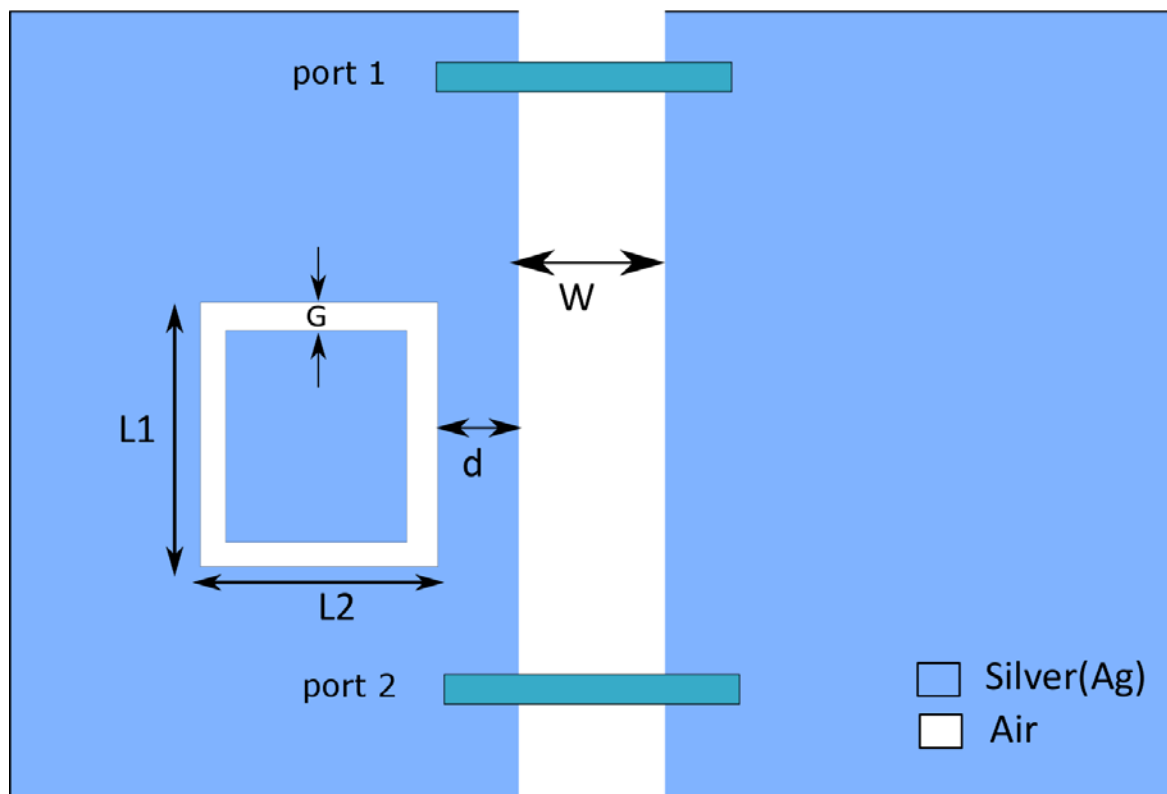


Fig.3 11. Géométrie de la structure guide d'onde proposée

- **L'influence du paramètre d**

Figure 3.11 représente l'effet de la variation de l'espacement d sur le spectre de transmission simulé.

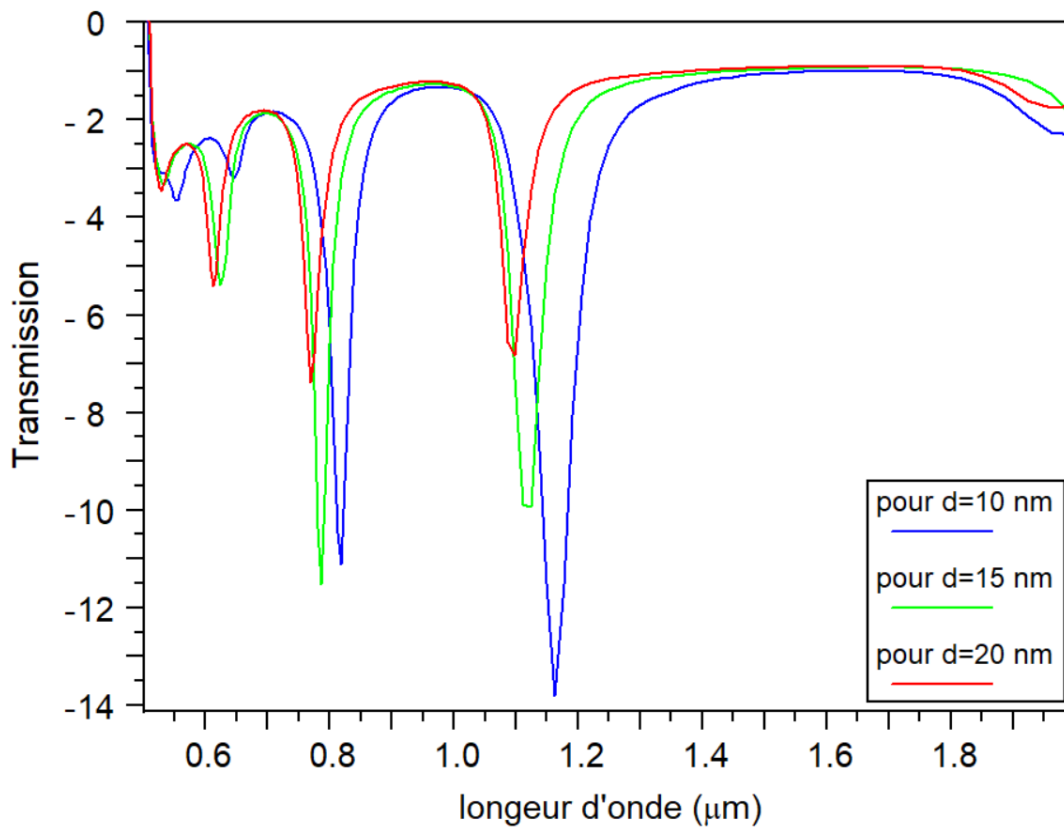


Fig.3 12. l'effet de la variation de l'espace d sur le spectre de transmission

Nous constatons un glissement pour tous les pics de résonance et nous observons une atténuation considérable de la transmission avec l'augmentation de d . Donc, pour une performance optimale, la distance d doit être minimale.

- **La Structure guide/double cavité rectangulaire**

Dans cette section et dans le but d'avoir des performances optimales, nous proposons d'utiliser la même cavité rectangulaire de la structure précédente dans les deux côtés d'une façon symétrique comme il est montré dans la figure suivante :

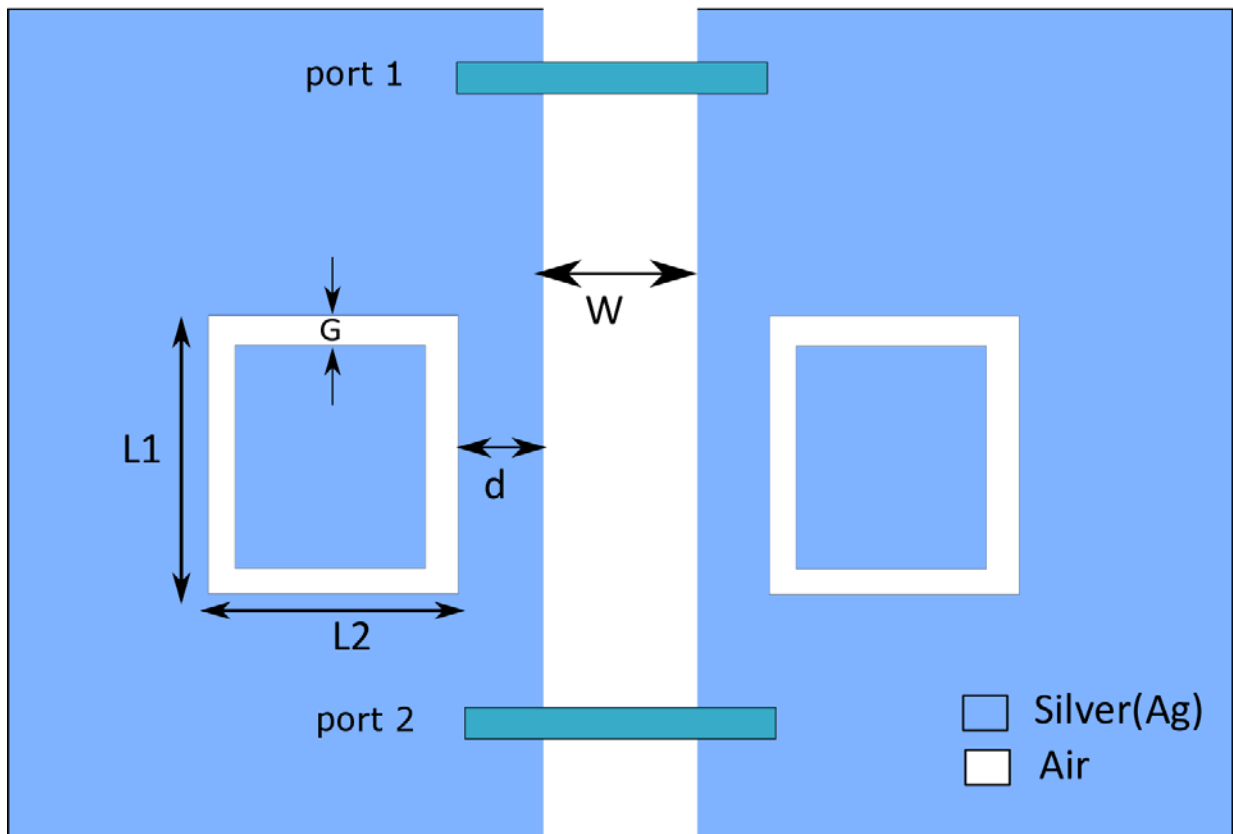


Fig.3 13. Structure guide-double cavité rectangulaire

La courbe dans la figure suivante représenter le spectre de transmission de la structure proposée, on remarque qu'il y'a deux creux de résonance de longueur d'onde ($\lambda_1 = 84 \text{ nm}$) et ($\lambda_2 = 119 \text{ nm}$) et ($\lambda_3 = 2300 \text{ nm}$). Les creux de résonance ont des valeurs de transmittance d'environ -20 dB , -30 dB respectivement.

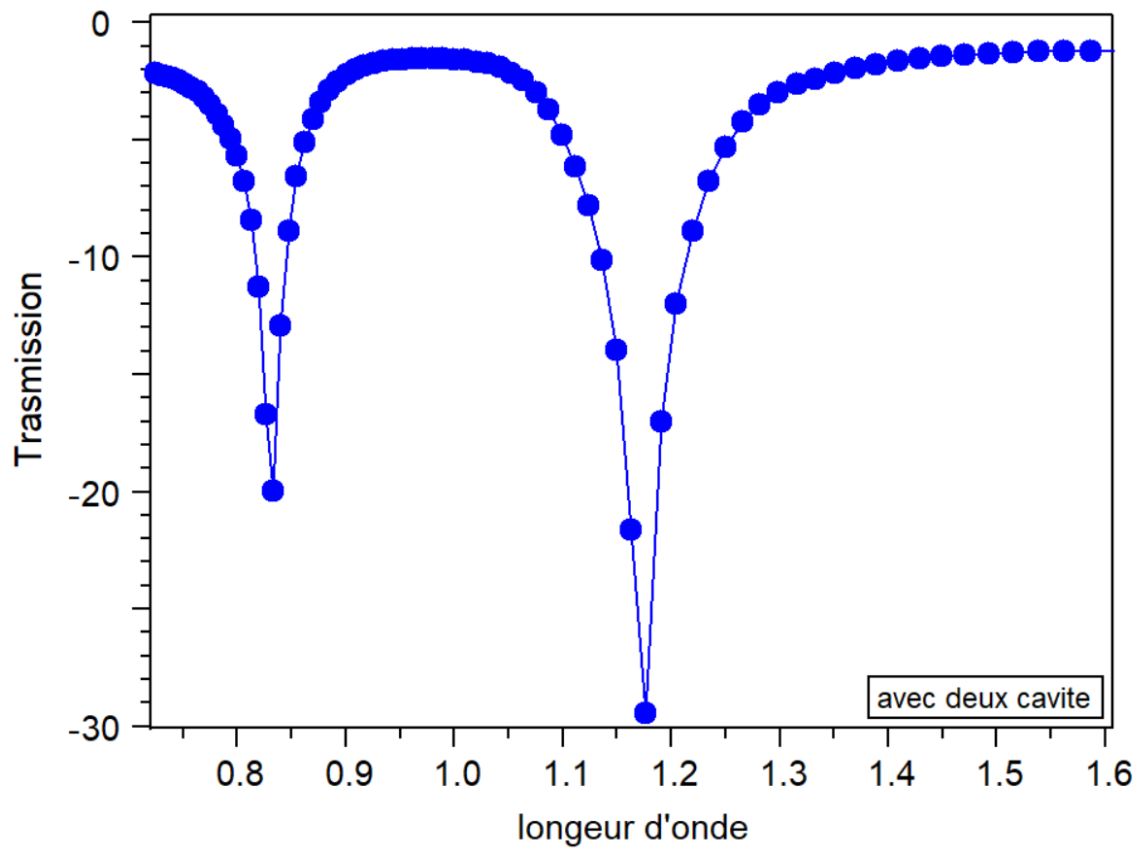


Fig.3 14. Spectre de transmission de la structure guide-double cavité rectangulaire

La figure suivante représente la comparaison entre les deux spectre de transmission de la structure à une cavité rectangulaire et de à deux cavités rectangulaire, on remarque que la structure garde les même longueurs d'onde avec une amélioration significative de plus de 16dB dans valeurs de transmission.

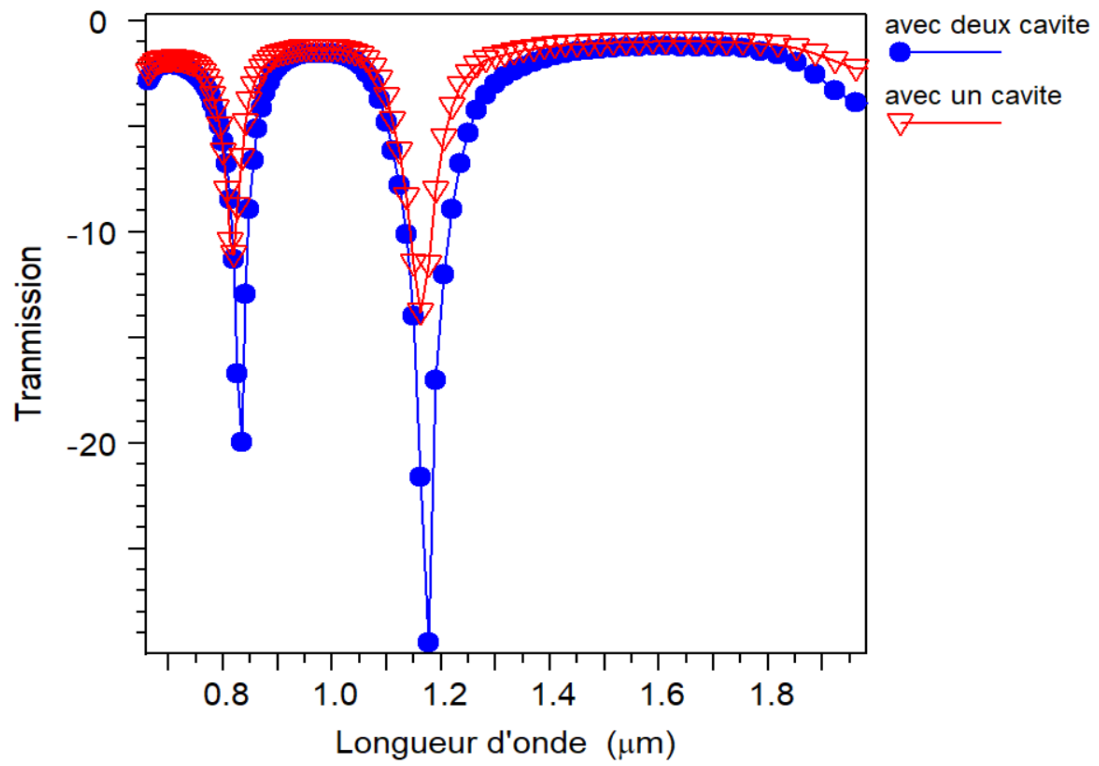


Fig.3 15. La Comparaison entre les spectres de transmission du structure à une cavité rectangulaire et de à deux cavités rectangulaire

- Calcule facteur de Qualité

Nous calculons le facteur de qualité $Q = \lambda_0 / FWHM$ pour évaluer les propriétés du filtre à rectangle couplé au guide d'ondes MIM, où λ_0 est la longueur d'onde de résonance et $FWHM$ est la largeur totale à la moitié du maximum du pic de résonance voir la figure(3.16).

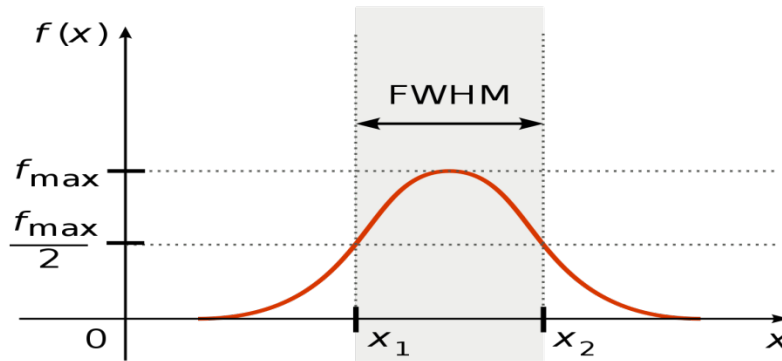


Fig.3 16. La méthode pour calculer le FWHM

On applique cette méthodes sur le signale suivant pour calculer FWHM et Q

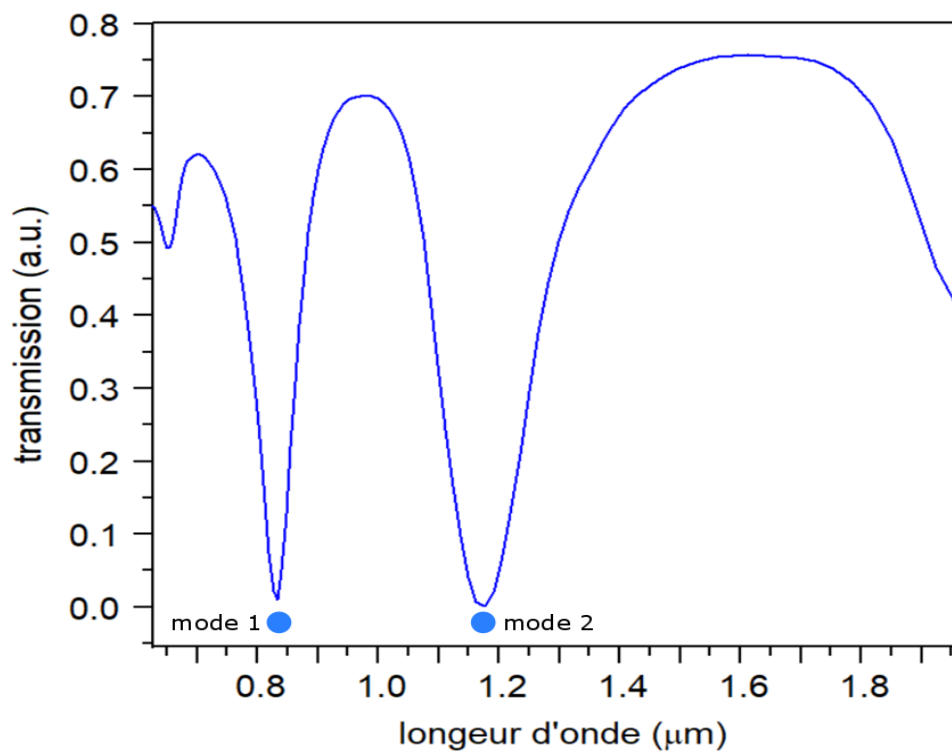


Fig.3 17. le spectre de transmission simulé avec deux cavité .

$$\text{FWHM} = X2 - X1$$

$$Q = \lambda / \text{FWHM}$$

MODE1 :

$$\lambda = 0.84$$

$$\text{FWHM 1} : 0.86 - 0.8 = 0.06$$

$$Q1 : 0.84 / 0.06 = 14$$

MODE2 :

$$\lambda = 1.18$$

FWHM 2 :

$$1.26 - 1.1 = 0.16$$

$$Q2 : 1.18 / 0.16 = 7.37$$

le FWHM pour le mode 1 et le mode 2 60 nm, 160 nm respectivement. le facteur de qualité pour chaque mode est égal $Q_1 = 14$ et $Q_2 = 7.37$

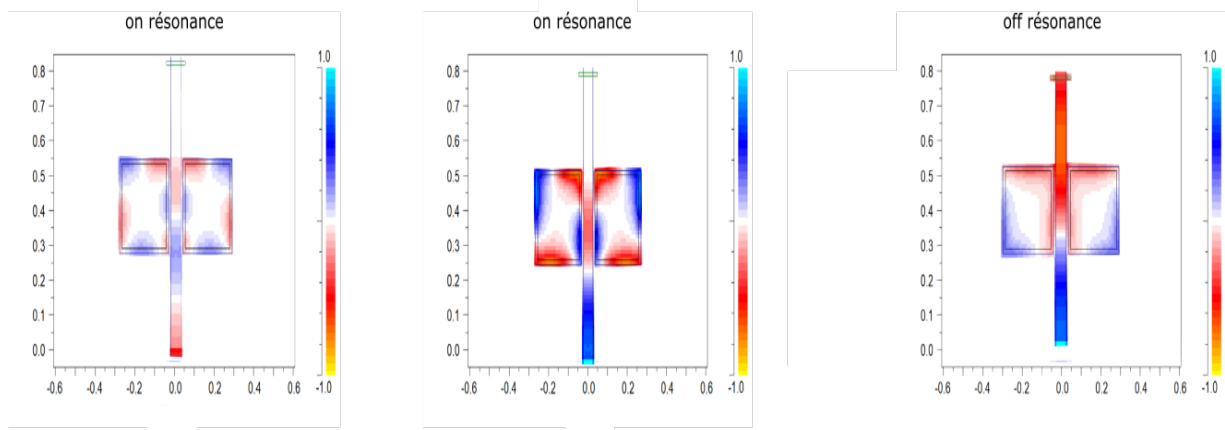


Fig.3 18. Fig : Les contours de distribution de champ Hz dans la structure pour différent longueur d'onde de résonance a) 840nm b) 1180nm c) 1600 nm

- 1) On résonance : nous avons remarqué il y a un confinement de champ HZ dans la cavité

- 2) Off résonance : nous avons remarqué il y a pas de confinement de champ HZ . Il est disparu dans le guide d'onde

6. Conclusion

Pour étudier et comprendre la propagation des champs électromagnétiques dans les structures plasmonique, la méthode numérique des différences finies temporelles (FDTD) parmi plusieurs a été décrite. Les propriétés de ces filtres ont été étudiées par simulations en utilisant le logiciel commercial Fullwave Rsoft CAD qui utilise la méthode des différences finies dans le domaine temporel à deux dimensions. Nous avons détaillé le fondement théorique de cette méthode et nous avons présenté les démarches de conception et de simulation pour l'étude et la caractérisation des filtres optique.

Nous avons proposé deux types de filtres, la structure du premier filtre et composé par guide/cavité rectangulaire contient deux ports. Tandis que le second de comporte double cavité rectangulaire.

Les résultats de la simulation ont montrés que ce type de structure permet de démontrer une fonction de filtrage de deux canaux en longueurs d'onde.

Conclusion générale

Ce mémoire vise à évaluer le potentiel des filtres plasmoniques à fournir une alternative viable et performante aux solutions de filtrage actuelles en vue d'un futur transfert vers des applications en télécommunications. Cet objectif se décompose selon deux axes majeurs. Le premier consiste à l'étude et la sélection parmi différentes structures plasmoniques de celles qui permettent d'obtenir les meilleures performances théoriques pour les applications visées, tout en respectant les défis et les contraintes technologiques et de conception qui leurs sont associés. Le second axe consiste à simuler et évaluer les performances de nouvelles structures proposées par rapport aux enjeux d'intégration des filtres plasmoniques dans la chaîne de communications haut débit. Pour répondre à cette problématique, ce travail est articulé suivant l'organisation présentée ci-dessous.

Nous avons tout d'abord présentés les notions théoriques de bases sur les plasmons de surface et en particuliers, leurs principaux domaines d'applications. Et donner quelque exemple sur différent structure plasmonique.

Nous décrivons dans le Chapitre 2 l'intérêt du filtrage plasmonique. Nous présentons en premier lieu les structures et les principes respectifs menant ainsi aux enjeux du filtrage spectral. Un accent particulier est mis sur la partie filtrage de ces dispositifs avec une revue des principaux types de filtrage, en précisant leurs avantages et leurs limites. Le principe du filtrage plasmonique est ensuite introduit.

Le Chapitre 3 consiste en l'identification des structures de filtrage plasmoniques qui pourraient répondre aux exigences des dispositifs de télécommunication. D'abord, les outils numériques de simulation et d'évaluation utilisés dans ce travail sont détaillés. Les cahiers des charges correspondant aux filtres sont expliqués ce qui permet d'identifier les meilleurs matériaux et structures compatibles et capables de répondre aux défis respectifs des applications visées. De là, la sélection des structures plasmoniques les plus adaptées est réalisée à travers l'évaluation de leurs propriétés optiques et de leur performance.

De ces résultats, l'évaluation des filtres plasmoniques optimisés permet d'estimer le potentiel théorique et la capacité des filtres plasmoniques d'offrir des performances optiques optimales pour cette application et à être transférés vers des lignes de prototypage et de fabrication.

A la suite de cette étude et puisque les résonances de plasmon dépendent de la taille et de la forme des structures, nous proposons évaluations de la sensibilité des filtres plasmoniques aux imprécisions des procédés de fabrication. Les principaux défauts qui peuvent être attendus à chaque étape de la fabrication doivent être modélisés et étudiés.

Références

- [1] D. Sadot, E. Boimovich, "Tunable optical filters for dense WDM networks", *IEEE Communications Magazine*, pp. 50–55, 1998
- [2] S. Riaz Ahemed, "Performance Analysis of DWDM", *Journal of Theoretical and Applied Information Technology*, pp. 590–594, 2005.
- [3] Pierre-Henri Merrer. *Elaboration de sources hyperfréquences à haute pureté spectrale à base de résonateurs optiques. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III*, 2009.
- [4] Benjamin Potelon. *Etude et conception de filtres hyperfréquences hybrides planaires-volumiques. Matière Condensée [cond-mat]. Université de Bretagne occidentale - Brest*, 2007
- [5] S. Fan, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "Channel drop filters in photonic crystals," *Optics Express*, vol. 3, pp. 4–11, 1998.
- [6] Y. Akahane, M. Mochizuki, T. Asano, Y. Tanaka, S. Noda, "Design of a channel drop filter by using a donor-type cavity with high-quality factor in a two-dimensional photonic crystal slab," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 1341, 2003.
- [7] S. Kim, I. Park, H. Lim, "Highly efficient photonic crystal-based multichannel drop filters of three-port system with reflection feedback," *Optics Express*, vol. 12, pp. 5518–5525, 2004.
- [8] H. Ren, C. Jiang, W. Hu, M. Gao, J. Wang, "Photonic crystal channel drop filter with a wavelength-selective reflection micro-cavity," *Optics Express*, vol. 14, pp. 2446–2458, 2006.
- [9] H. Ren, C. Jiang, W. Hu, M. Gao, J. Wang, "Design and analysis of two-dimensional photonic crystals channel filter," *Optics Communication*, vol. 266, pp. 342–348, 2006.
- [10] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer," *Optics Express*, vol. 14, pp. 7931–7942, 2006.
- [11] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure," *Nature*, vol. 407, pp. 608–610, 2000.
- [12] M.Y. Tekeste, J.M. Yarrison-Rice, "High efficiency photonic crystal based wavelength demultiplexer," *Optics Express*, vol. 14, pp. 7931–7942, 2006.
- [13] S. Noda, A. Chutinan, M. Imada, "Trapping and emission of photons by a single defect in a photonic bandgap structure," *Nature*, vol. 407, pp. 608–610, 2000.
- [14] Y. Akahane, T. Asano, B.S. Song, S. Noda, "Investigation of high-Q channel drop filters using donor-type defects in two-dimensional photonic crystal slabs," *Applied Physics Letters*, vol. 83, pp. 1512, 2003
- [15] Y. Akahane, T. Asano, H. Takano, B.S. Song, Y. Takana, S. Noda, "Two-dimensional photonic-crystal-slab channel-drop filter with flat-top response," *Optics Express*, vol. 13, pp. 2512–2530, 2005.
- [16] T. Asano, B.S. Song, S. Noda, "Analysis of the experimental Q factors (~1 million) of photonic crystal nanocavities," *Optics Express*, vol. 14, pp. 1996–2002, 2006.
- [17] Y. Takahashi, H. Hagino, Y. Tanaka, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, "High-Q nanocavity with a 2-ns photon lifetime," *Optics Express*, vol. 15, pp. 17206–17213, 2007.
- [18] H. Takano, B.S. Song, T. Asano, S. Noda, "Highly efficient multi-channel drop filter in a two-dimensional hetero photonic crystal," *Optics Express*, vol. 14, pp. 3491–3496, 2006
- [19] C.Y. Chao, W. Fung, L.J. Guo, "Polymer Microring Resonators for Biochemical Sensing Applications," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 12, pp. 134–142, 2006

- [20] A. Ramier, "Intégration de guides d'onde et micro résonateurs à mode de galerie par assemblage à puce retournée", Mémoire présenté en vue de l'obtention du diplôme de Maîtrise ès sciences appliquées, Université de Montréal, Canada, (2014).
- [21] L. Ghisa, "Couplage de micro résonateurs. Applications aux fonctions optiques de traitement du signal". Thèse de Doctorat, Université de Rennes I, Rennes, (2008).
- [22] G. Lenz et al. "Optical Delay Lines Based on Optical Filters," IEEE J. Quantum Electron. Vol. 37, no. 4, pp. 525-532, (April 2001).
- [23] H. Heidrich et al., "Monolithischer Photonik-IC zur schmalbandigen Erzeugung optischer Signale bei Frequenzen im Millimeter-Wellenband," patent application DE 198 20 166, date of registration (29.04.1998).
- [24] M. Kohtoku et al., "200-GHz FSR Periodic Multi/Demultiplexer with Flattened Transmission and Rejection Band by Using a Mach-Zehnder Interferometer with a Ring Resonator," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, no. 9, pp. 1174-1176, (September 2000).
- [25] M. Kohtoku et al., "200-GHz FSR Periodic Multi/Demultiplexer with Flattened Transmission and Rejection Band by Using a Mach-Zehnder Interferometer with a Ring Resonator," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, no. 9, pp. 1174-1176, (September 2000).
- [26] S. T. Chu et al., "An Eight-Channel Add-Drop Filter Using Vertically Coupled Microring Resonators over a Cross Grid," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, no. 6, pp. 691-693, (June 1999).
- [27] M. Cai et al., "5 Gbit/s BER Performance on an All Fiber-Optic Add/Drop Device Based on a Taper-Resonator-Taper Structure," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, no. 9, pp. 1177-1179, (September 2000).
- [28] Y. Kokubun et al., "Polarization-independent vertically coupled microring resonator filter," Electron. Lett. vol. 37, no. 2, pp. 90-92, January 2001. 76, January 2002.
- [29] P. P. Absil et al., "Wavelength conversion in GaAs micro-ring resonators," Opt. Lett., vol. 25, no. 8, pp. 554-556, (April 2000).
- [30] G. Allen et al., "All Optical Millimeter-Wave Electrical Signal Generation Using an Integrated Mode-Locked Semiconductor Ring Laser and Photodiode," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 9, no. 12, pp. 1634-1636, (December 1997).
- [31] B. E. Little and S. T. Chu, "Estimating surface-roughness loss and output coupling in microdisk resonators," Opt. Lett., vol. 21, no. 17, pp. 1390-1392, (September 1996).
- [32] J. V. Hryniewicz et al., "Higher Order Filter Response in Coupled Microring Resonators," IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 12, no. 3, pp. 320-322, (March 2000).
- [33] B. E. Little et al., "Filter Synthesis for periodically coupled microring resonators," Opt. Lett., vol. 25, no. 5, pp. 344-346, (March 2000).
- [34] Q Li, T Wang, Y Su, M Yan and M Qiu, Opt. Express 18, 8367 (2010).
- [35] P. Bouchon, C. Koehlin, F. Pardo, R. Haïdar, and J.-L. Pelouard, "Wideband omnidirectional infrared absorber with a patchwork of plasmonic nanoantennas," Opt. Lett., vol. 37, no. 6, pp. 1038-1040, (Mar 2012).
- [36] G. Veronis, and S. Fan, Guided sub wavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film, Opt. Lett., 30, pp. 3359-3361, (2005).
- [37] Hamidi Mahdi, modélisation par la méthode fdtd des plasmons de surface localisés, Thés de Doctorat, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou (2012).
- [38] Mame Diarra Mbaye. Méthode FDTD conforme appliquée au calcul du DAS avec homogénéisation utilisant les caractéristiques des tissus humains. Réseaux et télécommunications [cs.NI]. Université Paris-Est, 2018.
- [39] Rsoftdesing groupe, Inc « fullwave6.0 guide », (1997-2007).

ملخص

تشهد أجهزة الاتصالات الضوئية اهتمامًا متصاعداً مع النمو البارز لسوق أنظمة الاتصالات عالية السرعة، بالتزامن مع تنوع الوظائف. أدى التقدم التكنولوجي إلى تصنيع أجهزة اتصالات متناهية الصغر، مما يفرض قيودًا على أحجام أجهزة استشعار الضوء. يمكن تحقيق هذا التخفيض في الأبعاد باستخدام مرشح طيفي مبتكر. في هذا العمل، نقدم دراسة لإظهار مدى كفاءة تقنية المرشحات المعتمدة على التكنولوجيا البلازمونية في الاتصالات الضوئية. للتحقق من صحة الحل، قمنا بإجراء محاكاة رقمية باستخدام برنامج R-soft CAD للوصول إلى الخصائص البصرية المثلى للمرشح البلازموني، سنعرض أيضًا تقييمًا لأداء تصميمات مقترحة لمرشحات ذات فاعلية عالية.

الكلمات المفتاحية: بلازمونيك، المرشح الضوئي، طول الموجة، الاتصالات

Résumé

Les dispositifs de télécommunications optiques ont connu un intérêt particulier avec la forte croissance du marché des systèmes de communication à haut débit, ainsi qu'une diversification des fonctionnalités. Les progrès technologiques ont conduit à la fabrication de dispositifs de télécommunications de petites tailles, ce qui impose une contrainte sévère sur les dimensions des capteurs de lumière. Cette réduction de dimensions peut être obtenue grâce à l'utilisation d'un filtre spectral innovant. Dans ce travail, nous présentons l'investigation et la démonstration de l'efficacité de la technologie des filtres plasmoniques dans les télécommunications optiques. Pour valider la solution plasmonique, une simulation numérique full-wave est effectuée avec le R-soft CAD pour atteindre les propriétés optiques optimales du filtre, l'évaluation des performances des nouvelles structures de filtre est présentée et discutée.

Mots clés : plasmonique, filtre optique, longueur d'onde, télécommunications

Abstract

Optical telecommunication devices have experienced a renewed interest with the prominent market growth of high-speed communications systems, together with a diversification of functionalities. Technological progress has led to the fabrication of small size telecommunications devices, which imposes a severe constraint on light sensors' sizes. This dimensions reduction can be achieved with the use of an innovative spectral filter. In this work, we present the investigation and the demonstration of plasmonic filters technology efficiency in optical telecommunications. To validate the plasmonic solution a full-wave numerical simulation is performed with the R-soft CAD to reach optimal optical properties of the filter, performance evaluation of novels and original filter structures are presented and discussed.

Keywords : plasmonic, optical filter, wave length, telecommunications