

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA**

**FACULTE DE TECHNOLOGIE**

**DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE  
N°**



**DOMAINE :SIENCE DE  
TECHNOLOGE.**

**FILIERE :  
TELECOMMUNICATION**

**OPTION : SYSTEME DE  
TELECOMMUNICATION**

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

**Par: -ZEKKAR Meryem  
-DEBI Amina**

**Conception d'un filtre coupe-bande à base  
des structures plasmonique MIM**

**Soutenu devant le jury composé de:**

Prof. Djamel KHEDROUCHE	Université M'sila.	Président
Prof. Abdesselam HOCINI	Université M'sila.	Encadreur
Dr. Tarek ZOUACHE	UniversitéM'sila.	Examineur

**Année universitaire :2021 /2022**

# Remerciement

On remercie DIEU le tout puissant de nous avoir donné la santé et la volonté d'entamer et de terminer ce mémoire.

Tout d'abord , ce travail ne serait pas aussi riche et n'aurait pas pu avoir le jour sans l'aide Et l'encadrement de prof Abdesselam HOCINI on le remercie pour la qualité De son encadrement exceptionnel, pour sa patience, la qualité De son encadrement exceptionnel, pour sa patience sa rigueur et sa disponibilité Durant notre préparation de ce mémoire.

Nos remerciements s'adressent à tous les membres du jury qui ont accepté de juger notre travail.

Nos remerciements vont aussi à Mrs Imane zegaar

Et Nos remerciements vont aussi, à Mr.Hocine Bahri pour la documentation, l'accompagnement tout au long de ce travail et les conseils prodigués . Nos remerciements s'étendent également à tous, nos enseignants durant les années des études.

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.



# *Dédicace*

Je dédie ce projet  
A ma chère mère Zohra  
A mon cher père Tamim  
Qui n'on jamais cessé de formuller des prières  
à mon égard et me soutenir et de m'épouler  
pour que je puisse atteindre mes objectifs  
A mes soeures Sara , Imane , Malek  
A mes frères Youssef et Ahmed Wassim  
A ma meilleure amie Ikram et mes chères  
amies Nour houda et Aicha  
Pour ces soutiens moral et ma aidé et supporté  
dans les moments difficiles  
A ma chère binome Amina  
Pour sa entente et sa sympathie .  
A tout ma famille.

*Meriem*



The page is framed by a decorative border of pink and red roses and green leaves. On the left and right sides, there are black silhouettes of a person wearing a graduation cap, holding a bouquet of flowers. The word "Dédicace" is written in a large, elegant, black cursive font at the top center.

# *Dédicace*

Je dédie ce mémoire

Avant tout

A ma mère et à mon père, pour  
Des sacrifices, des encouragements et de  
l'amour.

Je le dédie aussi à ma tante Sabira  
A mes frères Lahcen, Hassen, Mohsen,  
A mes chères soeurs Khadidja, Kaouther,  
Douaa. A ma chère binome meriem  
J'exprime ma profonde gratitude à Mr. Youcef  
Brik, pour m'avoir aidé dans mon parcours  
universitaire

Et à ceux qui m'ont aidé avec cette mémoire  
Hocine Bahri

À tous ceux qui me connaissaient, me  
respectaient et m'aimaient.

A tous ceux que j'aime et ce qui m'aiment

*Amina*

# Table des matières

<b>Table des matières</b> .....	<b>i</b>
<b>Liste des Abréviations</b> .....	<b>iv</b>
<b>Liste des Figures</b> .....	<b>vi</b>
<b>Liste des Tableaux</b> .....	<b>ix</b>
<b>Introduction Générale</b> .....	<b>10</b>
<b>Chapitre 1 Généralités sur les Plasmoniques</b> .....	
1.1 Introduction.....	14
1.2 Historique du plasmons .....	14
1.3 Qu'est-ce qu'une plasmonique ? .....	15
1.3.1 Plasmons de volume .....	16
1.3.2 Plasmons de surface.....	16
1.4 Modèle élémentaire des plasmons.....	130
1.5. Application des plasmons de surface et modes de plasmon de surface.....	32
1.5.1. Guide d'onde plasmonique: .....	20
1.5.2. Les plasmons et la transmission extraordinaire .....	21
1.6. Relation de dispersion des plasmons de surface : .....	21
1.7. Le phénomène de résonance Plasmonique de surface : .....	24
1.8. Relation de couplage plasmon-lumière : .....	25
1.8.1 Le couplage par prisme 8. Relation de couplage plasmon-lumière :.....	26
1.8.2. Couplage par réseau :.....	27
1.8.3. Couplage par ondes optiques guidées .....	29

1.8.4. Pointe champ proche : .....	29
1.9 CONCLUSION .....	30
<b>Chapitre 2      Filtre à base plasmoniques.....</b>	<b>.....</b>
2.1 Introduction.....	32
2.2. Généralité sur les filtres : .....	33
2.2.1. Définition .....	33
2.2.2. Le filtre active .....	33
2.2.3. Les types de filtre active .....	34
2.3. Le réseau optique .....	36
2.4 . Filtre optique : .....	38
2.5. Les filtres optiques a base plasmonique : .....	40
2.6. Synthèse de filtres optiques à l'aide de résonateurs en anneau : .....	41
2.6.1. Les structures MIM :.....	42
2.6.2. Les structures IMI :.....	43
2.7. Application de la plasmonique : .....	44
2.8. Les cavités optique : .....	45
2.9. conclusion :.....	47
<b>Chapitre 3      Résultats et interprétations .....</b>	<b>.....</b>
3.1 Introduction.....	49
3.2 Outil de la simulation et méthode .....	49
3.2.1.Méthode des différences finies temporelles (FDTD) .....	49
3.2.2. Principe de la methode .....	51
3.2.3.Les Avantages de FDTD : .....	52
3.3 .présentation du logiciel R-SOFT CAD : .....	52
3.3.1. Définition :.....	52
3.3.2. Modules de simulation associes :.....	53
3.3.2.a .Outil de simulation full wave:.....	53
3.3.2.b Implémentation FDTD sous full wave : .....	53

3.4. Les étapes de simulation d'un guide d'onde :.....	53
3.4.a Présentation de la fenêtre CAD :.....	53
3.4.b.Créer un nouveau circuit :.....	54
3.5. Déterminations des variables:.....	56
3.6.Boite de dialogue“Launch parametrs“:.....	56
3.7.Les Moniteurs.....	57
3.8.Création de la structure dans le CAD Rsoft :.....	58
3.8.1.Définition des variables :.....	60
3.9.Réalisation d'une simulation:.....	60
3.9.1. Lancement de la simulation : .....	61
3.9.2.Lecture des résultats : .....	61
3.9.3. Simulation et résultats: .....	62
3.10. Etude de métal: .....	62
3.11.EPAISSEUR DE LA GUIDE : .....	65
3.12.Structure GUIDE/CAVITE (couplage) : .....	66
3.13.Amélioration de la Structure .....	71
3.14.Conclusion .....	74
<b>Conclusion Générale .....</b>	<b>75</b>
<b>Références Bibliographiques .....</b>	<b>77</b>

# Liste des Abréviations

$n_e$  :est la densité de charge,

$e$  : la charge élémentaire d'un électron

$m_e$  :est la masse effective des électrons

$\epsilon_0$  :la permittivité diélectrique du vide

$\omega_p$  :la fréquence plasma

SPP:plasmons-polaritonsdesurface

TM : Transverse Magnetic.

D:levecteurdéplacement électrique

SERS : Surface enhanced Raman scattering

PS : plasmons de surface

$\epsilon_s$ :constanterelativepositive

$\epsilon_m$ :constantediélectriquecomplexe

m:Milieu métallique.

S:Diélectriqueouvide.

$Kj_x$ :Laconstante depropagation del'ondeplasma

E : Le vecteur champ électrique.

B : L'induction magnétique.

H : Le champ magnétique.

$D$  : Le vecteur déplacement électrique.

$\epsilon_s$ :constante relative positive

$\epsilon_m$ :constante diélectrique complexe

$K$ :Vecteur d'onde

ATR : Attenuated Total Réflexion

$n$ :l'indice du prisme

$\theta$  : l'angle d'incidence

$L$ : Inductance

$C$ : Capacitance

$\lambda$  : l'onde incidente

$m$  :l'ordre de diffraction

$\Lambda$  :le pas du réseau

$\alpha$  :l'angle d'incidence

$\beta$  : l'angle de l'ordre diffracté

SNOM: Scanning Near-field Optical Microscopy

MIM : métal – isolant–métal

IMI:isolant– métal–isolant

WDM : multiplexage par répartition en longueur d'onde

TDM : multiplexé par répartition dans le temps

UIT : l'Union internationale des télécommunications

FDTD : différences finies dans le domaine temporel

TM : polarisation transverse magnétique

# Liste des Figures

## Chapitre I :Généralité sur les plasmoniques

**Figure I.1.**Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique. La décroissance exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.

**Figure I.2(a).**Vision schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal,

**Figure I.2(b):** Composante normale du champ électrique du plasmon de surface selon la direction  $z$  perpendiculaire à la surface

**Figure. I.3.**Schéma du phénomène de résonance des plasmons de surface localisés.

**Figure. I.4 .** Métal l'équilibre (a) et hors d'équilibre (b). Lorsque la position du centre de masse des lectrons ne correspond plus au centre de masse des ions, il existe un excès de charges positives d'un c t du système et un excs de charges négatives du c t oppos .

**Figure I.5.**Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge ,se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.

**Figure I.6.**Relation de dispersion des plasmons de surface

**Figure I.7.**principe de la résonance plasmonique de surface

**FigureI.8.**Couplage des plasmons de surface par prisme dans la configuration de (a) Otto et (b) Kretshmann avec (c) le diagramme de dispersion associé.

**Figure I.9.**Excitation d'un plasmon de surface par un réseau de diffraction, avec l'ordre diffractif +1

**Figure I.10.**Principe du couplage optique par un réseau de diffraction.

## Chapitre II : les filtres à base de plasmonique

**Figure II. 1.** Différents types de filtres

**Figure II.2.**Filtre actif coupe-bande (réjecteur)

**Figure II.3.**Réponse en fréquence d'un filtre coupe bande.

**Figure II.4.***d'application de filtre Add / drop dans un système WDM*

**Figure II.5.**Filtre de suppression de canal de résonateur en anneau.

**Figure II.6.**Schéma d'un filtre MIM typique avec une matrice carrée (période P) de patches carrés (taille a).

**Figure II.7.**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  $Re(H_y)$ .

**Figure II.8.** Dif (a) Cavitité 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 coeur 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

## Chapitre III : Résultat et interprétation

**Figure III.1.**Décomposition spatiale du volume de calcul

**Figure III 2.**Fenêtre principale du programme R-Soft CAD

**Figure III.3.** La boîte de dialogue de démarrage qui apparaît chaque fois qu'un nouveau circuit est créé et demande des informations de base sur le circuit à modéliser.

**Figure III.4.**Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit

**Figure III.5.** éditeur du Tableau de symboles

**Figure III.6.** Définition des paramètres du Launch Field.

**Figure III.7.** La boîte de dialogue des propriétés du moniteur

**Figure III.8.** Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant dans la structure

**Figure III.9.** la structure de forme+

**Figure III.10.** (a) fenêtre de compute material Profil

**Figure III.11.** La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE

**Figure III.12 :** Guide d'onde plasmonique

**Figure III 13 :** Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux

**Figure 14 :** Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde

**Figure 15:** Structure plasmonique 2D

**Figure III.16:** spectre de transmission pour différent valeur de W1.

**Figure III.17:** spectre de transmission pour différent valeur de L1.

**Figure III.18 :** spectre de transmission pour différent valeur de L2.

**Figure III.19:** la distribution de champ magnétique a) à  $\lambda = 0.95\mu m$  b) à  $\lambda = 2.5\mu m$  c) à  $\lambda = 6\mu m$

**Figure III.20:** Structure plasmonique à deux cavité (forme plus )

**Figure III. 21 :** Transmission spectrale du coupe-bande filtre à différentes valeurs de D

**Figure III.22:** Structure plasmonique à trois cavités (forme plus )

**Figure III.23:** Comparaison entre les spectres de transmission avec deux et trois cavités de forme plus.

# Liste des Tableaux

**Tableau.I.1:** Valeurs théoriques de la pulsation plasma et de la longueur d'onde associée pour quelques métaux

**Tableau II.1:** Les caractéristiques d'un filtre optique

**Tableau III. 1:** La valeur de la transmission pour les différents métaux.

**Tableau III. 2:** La valeur de la transmission pour de différent largueur de guide d'onde

**Tableau III .3 :** La largeur de la bande interdite à différentes valeurs de D

# Introduction Générale

Au début des années 80, l'émergence des nanotechnologies a donné lieu à des développements considérables dans tous les domaines de la scientifiques dont l'optique était la plus pertinente. L'optique moderne a peu à voir avec ces nouveaux concepts de miroirs et de lentilles (dont les dimensions se comptaient en centimètres). On parle aujourd'hui de la science du photon ou autrement dit : photonique; à travers laquelle la différence est bien marquée.

Commande de la propagation de la lumière à une échelle du même ordre de grandeur que la longueur d'onde guidée est devenu possible par des structures photoniques. Cependant, les circuits électroniques de courant sont faits avec des dimensions nanométriques, et sont donc beaucoup plus petits. En outre, la photonique est principalement destinée dans un proche avenir à concevoir des circuits nano-électriques optiques, donc la capacité de traiter l'information sous forme de signaux optiques. Cependant, un problème majeur apparaît, à savoir la diffraction de la lumière, qui entre en collision avec la réduction des dimensions des composants optiques. En fait, une onde lumineuse confinée à un guide photonique peut se propager à condition que les dimensions de section du guide soient au moins égales à la moitié de la longueur d'onde orientée divisée par l'indice optique du guide [1]. Ceci impose une limite physique à la conception des circuits optiques nanométriques. Enfin, cette limite a été surmontée par un nouveau système prometteur qui a émergé au cours de la dernière décennie; C'est la plasmonique, qui est dérivé des nanoparticules. Elle repose sur l'exploitation des propriétés remarquables d'une position électromagnétique de surface appelée plasmon-polariton (SPP).

Les plasmons-polarisons de surface (spp) sont des ondes électromagnétiques se propageant à l'interface d'un métal et d'un diélectrique, résultant de l'interaction entre des photons et les électrons libres du métal. Les propriétés de confinement de la lumière dans des régions de taille sub-longueur d'onde expliquent l'intérêt récent des dispositifs

plasmoniques pour miniaturiser les connexions dans les composants d'optique intégrée. Cependant, les études précises ont mis en évidence deux limitations majeures : l'absorption du métal (pertes non radiatives) et le couplage des plasmons de surface à l'espace libre (pertes radiatives) [2]. La structure de guide d'ondes métal-isolant-métal (MIM) est considérée comme l'une des structures les plus populaires pour le guide d'ondes SPP. Elle a deux interfaces diélectriques métalliques proches l'une de l'autre et peut guider les SPP pour se propager le long des interfaces. En raison de la longue distance de propagation et du fort confinement du champ, les structures MIM ont été appliquées dans de nombreux éléments optiques SPP, tels que filtres [3], commutateurs [4], coupleurs [5], séparateurs [6], nano-lentilles [7] et les capteurs [8-9]

L'objet de ce mémoire est la réalisation d'un filtre coupe-bande à base des structures plasmonique MIM pour les systèmes WDM utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Le présent manuscrit est structuré en trois chapitres repartis comme suit :

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 et ces applications, 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. Dans la dernière section du chapitre, nous présenterons quelques applications basées sur le principe de la résonance des plasmons de surface.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des filtres optiques. Nous commencerons par l'introduction de quelques notions générales sur les filtres et ses types, ensuite nous avons expliqué les filtres optiques, puis en particulier les filtres optiques à base plasmonique. Après nous présenterons Les deux catégories de structures MIM et IMI pour le filtrage, et les application de la plasmonique plus particulièrement, et à la fin nous avons parlé des cavités optique.

Le troisième chapitre est divisé en deux parties. La première partie commence par une étude des différentes méthodes utiles pour la modélisation des plasmoniques et notamment la FDTD « Finite Difference Time Domain » puis nous décrivons le principe de cette méthode et ses avantages, ensuite nous présenterons une aperçu sur le

logiciel "Rsoft CAD" nous préciserons de ses outils (en choisissant le simulateur FULL WAVE). La deuxième partie est dédiée à la description de la structure plasmonique étudiée dans ce travail. Ensuite nous présenterons les résultats de simulation concernant l'étude des cavités à plasmoniques en changeant dans les paramètres géométriques et physiques dans le but d'améliorer la transmission

Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale.

# Chapitre 1

## Généralités sur les Plasmoniques

## 1.1 Introduction :

La notion de plasmon de surface concerne le mode électromagnétique qui se propage à l'interface d'un conducteur et d'un diélectrique. Il est caractérisé par des propriétés spécifiques qui lui confèrent un intérêt considérable dans le développement des nouveaux matériaux optoélectroniques [10]. Son confinement aux interfaces diélectrique-métal le rend très sensible aux modifications de la surface et permet ainsi une manipulation simple par structuration des matériaux. Les notions fondamentales nécessaires à la compréhension des plasmons de surface seront développées dans le premier chapitre avec leurs différents modes d'observation et de couplage

L'objectif de ce chapitre est de fournir 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

## 1.2 Historique du plasmons :

Depuis longtemps, les scientifiques entreprennent d'étudier les propriétés optiques uniques de nanostructures métalliques , En 1857, Michael Faraday a synthétisé pour la première fois une solution de particules d'or pur. Il explique alors, de manière empirique, comment les particules d'or ou de métaux nobles modifient la couleur des vitraux [11].

Quelques années plus tard, 1990 avec l'apparition du premier instrument commercial fabriqué par Pharmacia Biosensor AB© (Suède). 1-2. Ne pouvant expliquer le phénomène [12]

En 1902, R. W. WOOD note, lors d'une de ses expériences, des anomalies dans le spectre de diffraction d'un réseau de diffraction métallique, non prévisibles par la théorie classique [13] et les équations des réseaux.

En 1935, suivant ses premiers travaux, R. W. WOOD publie un article plus complet découlant d'une multitude d'expériences et d'observations [14], en 1956, David Pines décrit théoriquement les pertes d'énergie caractéristiques subies par les électrons rapides traversant métaux [15] ,

En 1974 une autre découverte majeure dans le domaine de l'optique en métal se produit dans cette même année, lorsque Martin Fleischmann et ses collègues constatent une forte influence de Raman diffusion à partir de molécules de pyridine au voisinage de l'argent rugueux [16].

Dans les années qui suivirent, ce sujet connut un regain d'intérêt si l'on en croit le nombre important de publications qui y furent consacrées. L'intérêt fondamental a cependant fléchi dans les années 90 pour se reporter sur des études avec des objectifs plus appliqués, telle que la spectroscopie Raman exaltée de surface (SERS). Encore plus récemment, le développement des techniques à sonde locale a permis d'approfondir les connaissances sur le sujet. Par la suite, des investigations systématiques amenèrent à la renaissance des recherches sur les plasmons de surface, en partie motivée par des applications émergentes dans des disciplines diverses (optoélectroniques, capteur,...) [17,18].

### 1.3 Qu'est-ce qu'une plasmonique ?

Plasmonique est le nom donné (en 2000) à une discipline permettant d'exploiter l'interaction résonante obtenue dans certaines conditions entre le rayonnement électromagnétique (la lumière en particulier) et les électrons libres à l'interface entre un métal et un matériau diélectrique (par exemple, l'air ou le verre). Cette interaction génère des ondes de densité électronique appelées plasmons ou plasmons de surface [19]. Identiques à leurs cousins macroscopiques, au niveau des structures atomiques et cristallographiques, les objets nanométriques métalliques offrent de surprenantes propriétés optiques découlant de leurs petites tailles et de leur forme. Le principal mécanisme que nous décrivons ici est l'interaction de nano-objets métalliques avec la lumière. Lors de l'éclairement des nanoparticules, nous remarquons qu'elles absorbent une partie du rayonnement lumineux incident. Cette lumière engendre l'oscillation collective des électrons libres du métal. Le métal peut ainsi être considéré comme un plasma dans lequel les électrons se déplacent librement dans une matrice d'ions positifs [20].

il est possible de distinguer 2 sortes de plasmons :

#### 1.3.1 Plasmons de volume :

Les plasmons de volume sont des oscillations de plasma quantifiées dans le volume d'un métal.

Le comportement des électrons de conduction dans un métal a depuis longtemps été étudié en prenant comme modèle idéal celui de P. Drude (1900) où le métal est supposé être constitué d'un gaz d'électrons libres ignorant le réseau dans une première approximation (concept du plasma). Suivant ce modèle, il apparaît que ce gaz d'électrons présentera des oscillations de densité de charge, à travers tout le métal. Le quantum d'énergie de cette oscillation ou « plasmon de volume » est donnée par  $\hbar\omega_p$  avec :

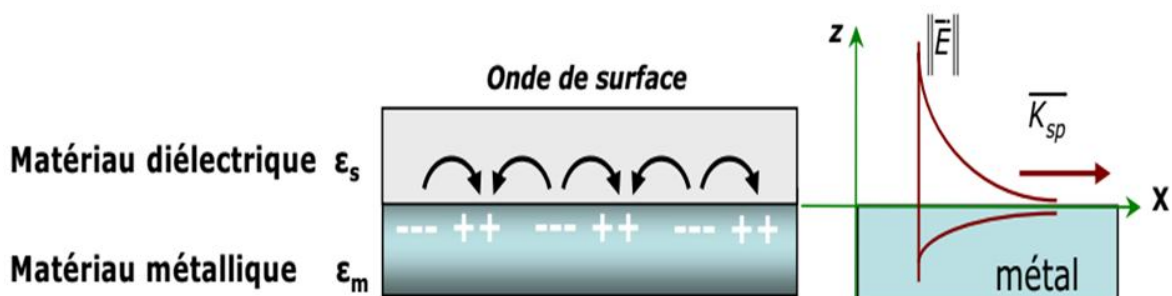
$$\hbar\omega_p = \hbar \sqrt{\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (I-1)$$

Où  $n_e$  est la densité de charge,  $e$  la charge élémentaire d'un électron,  $m_e$  est la masse effective des électrons, et  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide. On associe alors à cette oscillation que l'on appelle « plasmon de volume ».

### 1.3.2. Plasmons de surface :

Le plasmon de surface est classiquement défini comme la variation de l'oscillation collective des électrons à l'interface d'un métal et d'un diélectrique. Pour exciter un plasmon de surface, il convient de garantir l'accord de fréquence entre l'oscillation des électrons et l'onde excitatrice incidente, un couplage aura alors lieu qui verra l'énergie de l'onde excitatrice transférée en partie ou en totalité dans le plasmon de surface. Les électrons oscillent alors à la fréquence de résonance  $\omega_p$  (ou fréquence plasma) si on considère les électrons libres comme un gaz.

La particularité d'évanescence liée aux SPP est que le champ EM décroît exponentiellement dans la direction perpendiculaire des deux milieux de l'interface, ce qui est une caractéristique spécifique des ondes SPP telle que le champ prend une intensité maximale sur l'interface. Et comme illustrée par la figure. I.1, une onde électromagnétique piégée au voisinage d'une surface métallique interagit seulement à une certaine profondeur de pénétration due au phénomène de dissipation d'énergie mesurable intrinsèquement selon les fonctions optiques du métal.



**Figure I.1.** :Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique. La décroissance exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.

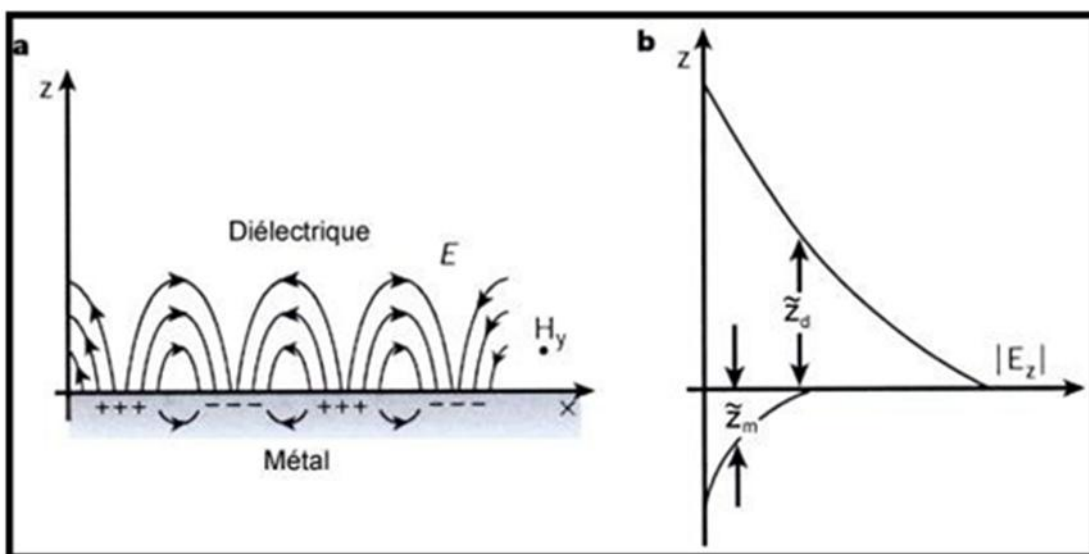
La bande de fréquence qui vérifie la relation  $\epsilon(\omega) < 0$  est le siège de modes électromagnétiques de surface confinés que l'on nomme plasmons de surface. Ils apparaissent donc à des fréquences différentes de celles des plasmons de volume qui eux doivent satisfaire à la condition  $\epsilon(\omega)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

a Il existe deux types de plasmon de surfaces :

- a) Les plasmons de surfaces délocalisés.
- b) Les plasmons de surface localisés.

### a) Les plasmons de surfaces délocalisés.

PS 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 » [20].

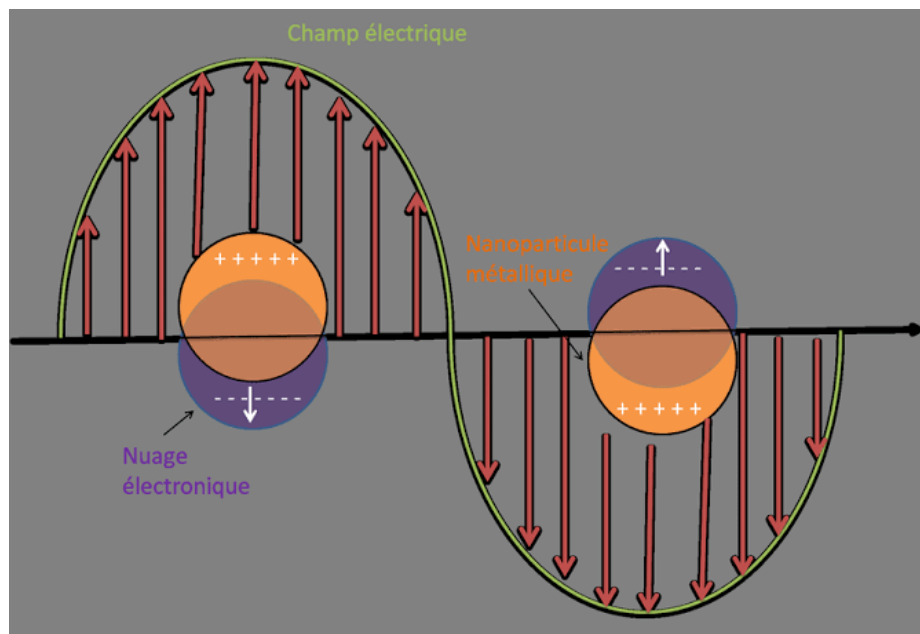


**Figure I.2(a) :** Vision schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal, **Figure I.2(b) :** Composante normale du champ électrique du plasmon de surface selon la direction  $z$  perpendiculaire à la surface

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  $sm\mathbf{D} < 0$  [21].

### b) Plasmon de surface localisé :

Les plasmons de surface existent aussi pour des nanoparticules métalliques [22]. Ces plasmons diffèrent des plasmons de surface délocalisés par différentes propriétés : l'effet de taille ainsi que la nature des particules métalliques ont une influence marquante sur la condition de résonance. Ces plasmons de surface sont radiatifs et peuvent se coupler directement avec la lumière. Ils présentent un fort confinement du champ électromagnétique au voisinage des particules métalliques et ils ne se propagent que sur des distances nanométriques. Ce confinement joue un rôle essentiel en diffusion Raman exaltée de surface (effet SERS) qui est basé sur l'exaltation du champ électromagnétique au voisinage des particules [23]. Ainsi qu'en microscopie optique en champ proche, la résonance de plasmon localisé a été utilisée dans différents dispositifs afin d'augmenter le signal détecté.

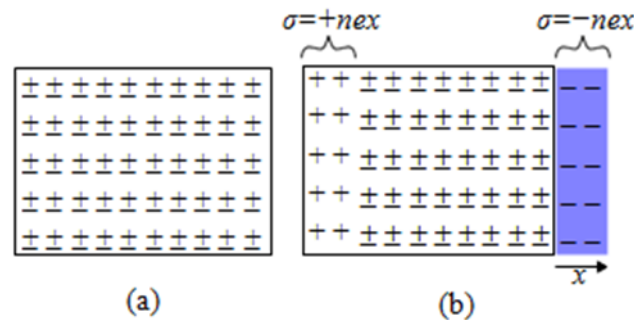


**Figure I.3:** Schéma du phénomène de résonance des plasmons de surface localisés.

#### 1.4 Modèle élémentaire des plasmons :

Considérons une coupe au sein d'une couche de métal de taille finie. On y trouve la même densité d'électrons libres et d'ions, ces derniers étant immobiles. L'équilibre, les régions de charges négatives et positives se superposent et le milieu est électriquement neutre (figure 1.1(a)). Si le nuage électronique se retrouve déplacé par rapport aux ions, par exemple sous l'action d'un champ électrostatique externe, des densités locales de charges apparaissent sur les bords du système (figure 1.1(b)). C'est

une illustration de la propriété plus fondamentale des milieux conducteurs : l'équilibre électrostatique, la densité surfacique de charges libres s'ajuste de manière à annuler le champ créé par les charges externes. Dans notre exemple, les densités locales de charges apparues sur les bords du système un champ électrique qui s'oppose au champ électrostatique externe appliqué au système. En coupant le champ électrostatique externe, le champ électrique dû aux densités locales de charges du système hors d'équilibre exerce une force de rappel sur le nuage électronique qui tend à le ramener vers sa position d'équilibre. Ce faisant, il va lui initier un mouvement d'oscillation. Nous sommes en présence d'un système de type oscillateur harmonique, dont nous allons maintenant chercher à caractériser les oscillations.



**Figure I.4:** Métal à l'équilibre (a) et hors d'équilibre (b). Lorsque la position du centre de masse des électrons ne correspond plus au centre de masse des ions, il existe un excès de charges positives d'un côté du système et un excès de charges négatives de l'autre côté.

Éléments	$n$ ( $10^{22}/\text{cm}^3$ )	$\omega_p$ ( $10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ )	$\lambda_p$ (nm)
Ag	5.86	13.66	138
Au	5.90	13.70	138
Cu	8.47	16.42	115

Tableau.I.1 : Valeurs théoriques de la pulsation plasma et de la longueur d'onde associée pour quelques métaux

## 1. 5. Application des plasmons de surface et modes de plasmon de surface:

### 1. 5.1. Guide d'onde plasmonique:

La propagation des plasmons sur une interface peut être gérée en modifiant localement la surface, via une rugosité ou un réseau de nano éléments. Par ce fait, il est possible de créer des éléments d'optiques classiques tels que des lentilles ou des miroirs plasmoniques. Nous verrons un confinement particulier du plasmon sur une bande métallique de très faible épaisseur (on peut comparer cela à une « fibre optique » plasmonique) qui permet de guider les plasmons sur des distances importantes.

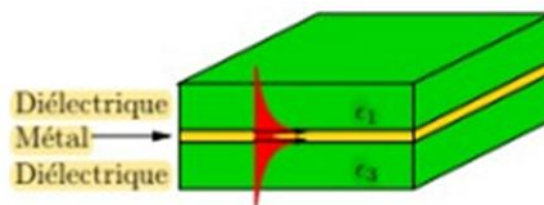


Figure I. 5. :Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.

### 1. 5.2. Les plasmons et la transmission extraordinaire

Parmi les nombreuses publications sur la transmission extraordinaire, il faut d'abord pouvoir distinguer deux sujets : la transmission extraordinaire à travers une couche métallique plane perforée de trous de dimensions inférieures à la longueur d'onde incidente, et la transmission à travers une couche métallique fine continue. Tandis que la transmission extraordinaire à travers une couche métallique perforée est au centre de l'attention scientifique et des développements, la transmission à travers une couche métallique continue (ondulée) reste un sujet peu exploré. Cela est en partie dû au fait que cette dernière fût comprise et expliquée assez tôt tandis que la seconde fût découverte plus

tardivement et suscita une vive émulation quant à la compréhension du phénomène [24]. Nous noterons ici que l'attention s'est portée sur le concept certainement le moins transposable à l'industrie, pour le moment, une couche métallique perforée restant une structure difficile à réaliser à grande échelle (contrôle de l'épaisseur de métal, « perçage » des trous ou des fentes). Au contraire la couche de métal continue présentant une ondulation de surface où une structure apte à coupler des modes de plasmon constitue un objectif atteignable [25]

### 1.6.Relation de dispersion des plasmons de surface :

Les plasmons de surface (PS) sont donc des ondes de surface se propageant à interface d'un milieu diélectrique, de constante relative positive ( $\epsilon_s > 0$ ), et d'un film métallique (non-magnétique) de constante diélectrique complexe  $\epsilon_m$ , dont la partie réelle est négative dans le domaine visible. Pour étudier les plasmons de surface, il est intéressant de tracer sur un graphe 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. Cela montre que le champ électromagnétique résultant d'une telle fluctuation, présente une décroissance exponentielle de part et d'autre de l'interface. Pour introduire ces courbes de dispersion, il faut 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. Dans cette géométrie plane, il est nécessaire de rechercher des fonctions d'ondes, solutions des équations de Maxwell, qui se propagent parallèlement à l'interface [26]. Considérons les champs électriques et magnétiques dans les deux milieux **s** et **m** selon les équations I-2, (cas particulier d'une onde de polarisation transverse magnétique TM):

$$\vec{H}_f = (0, \vec{j}\vec{y}, 0) \cdot \exp[+i(k_{jx}x + k_{jz}|z| - \omega t)] \quad (\text{I-2})$$

$$\vec{E}_j = (\vec{E}_{jx}, 0, \vec{j}\vec{z}) \cdot \exp[+i(k_{jx}x + k_{jz}|z| - \omega t)]$$

Pour  $z > 0$  (dans le diélectrique) et pour  $z < 0$  (dans le métal), avec  $j = \mathbf{s}, \mathbf{m}$  et où  $k_{jx}$   $k$  est la constante de propagation de l'onde plasmon selon l'axe Ox. Ces champs doivent satisfaire les équations de Maxwell (équations I-3) :

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I-3})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0$$

Où E représente le vecteur champ électrique (V/m), B l'induction magnétique (Tesla), D le vecteur déplacement électrique ( $\text{C/m}^2$ ) et H le champ magnétique ( $\text{A/m}^2$ ). En tenant compte des conditions de continuité à l'interface (équations I-4 et I-5) :

$$E_{mx} = E_{sx} \quad (\text{I-4})$$

$$H_{my} = H_{sy}$$

$$s_m E_{mz} = s_s E_{sz}$$

$$k_{mx} = k_{sx} = k_x^{\text{sp}}$$

Il vient le système suivant :

$$H_{my} - H_{sy} = 0 \quad (\text{I-5})$$

$$\frac{k_{mz}}{s_m} H_{my} + \frac{k_{sz}}{s_s} H_{sy} = 0$$

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

$$\frac{k_{sz}}{s_s} + \frac{k_{mz}}{s_m} = 0 \quad (\text{I-6})$$

À partir des relations de Maxwell (équations I-4) et les conditions de continuité l'interface (équations I-5 et I-6), on obtient :

$$k_s^2 + k_z^2 = k_0^2 \quad \text{avec } i = s, m \quad (\text{I-7})$$

Avec  $k_0$  la norme du vecteur d'onde dans le vide ( $k_0 = \omega/c$ ).

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

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{m\epsilon_0}} \quad (\text{I-8})$$

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  $k_x > \omega/c$  et alors  $k_{jz} = i |k_{jz}|$  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).

La figure , présente la relation de dispersion Elle 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  $k = \omega/c$ .

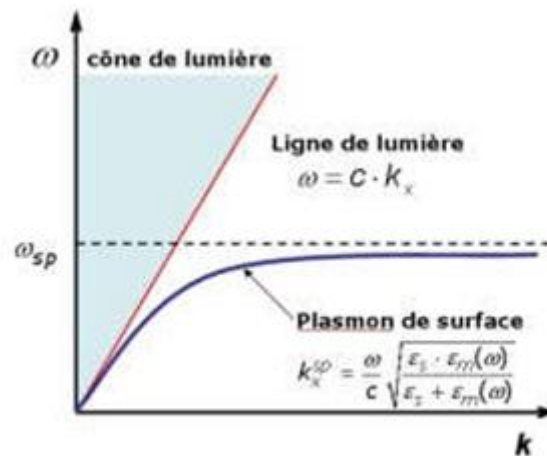


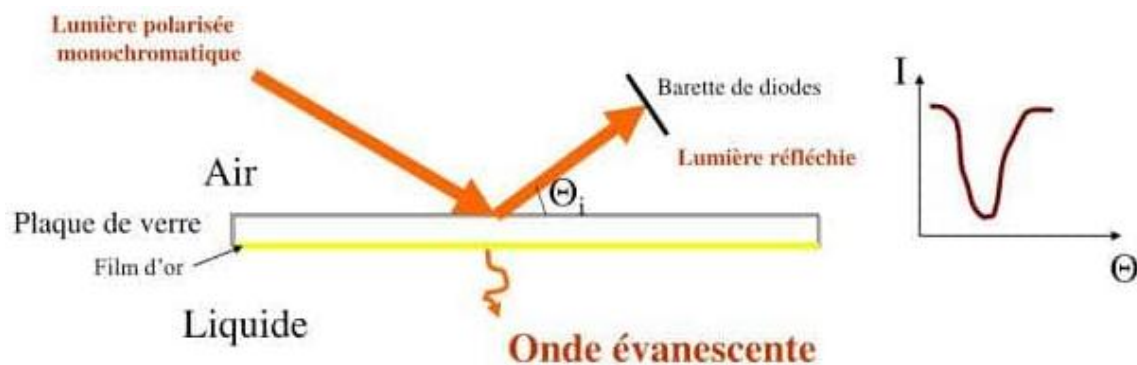
Figure . I.6 :Relation de dispersion des plasmons de surface.

### 1.7. Le phénomène de résonance Plasmonique de surface :

Nous avons défini dans le paragraphe précédent les plasmons de surface comme des modes propres se propageant à l'interface entre un métal et un diélectrique. Cette notion de

mode propre traduit en fait un phénomène de résonance, comme dans beaucoup d'autres domaines de la physique ondulatoire. La résonance est un phénomène que l'on observe pour un système soumis à une excitation extérieure. Pour une fréquence bien spécifique de l'excitation, la réponse du système va augmenter de façon significative. Ceci se traduit généralement par une augmentation de l'amplitude des oscillations d'une grandeur physique du système (par exemple l'élongation d'un ressort auquel est rattachée une masse et dont l'autre extrémité est soumise à une force périodique). La fréquence pour laquelle l'amplitude de ces oscillations est maximale s'appelle la fréquence propre du système. Nous nous proposons dans cette section de caractériser la résonance Plasmonique, et les techniques d'excitation de ces plasmons.

Ces oscillations se caractérisent par une onde évanescente dont l'amplitude diminue exponentiellement depuis la surface sur une distance maximale de 200 nm (**Figure I.7**) [26 ,27,28].



**Figure I.7:** principe de la résonance plasmonique de surface

### 1.8.Relation de couplage plasmon-lumière :

Nous venons de représenter graphiquement la relation de dispersion  $\omega-k$  qui représente la pulsation du plasmon de surface  $\omega_{sp}$  en fonction de la norme du vecteur d'onde  $k_{sp}$ . Cette représentation permet d'expliquer pourquoi les plasmons de surfaces sont dits « non radiatifs ». il faudrait montrer qu'aucun couplage entre les plasmons de surface et la lumière ne pourra être observé, car il faudrait satisfaire l'égalité entre la norme du vecteur d'onde des plasmons de surface  $k_{sp}$  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 I-9 :

$$\vec{k}_x(\text{photon}) = \vec{k}_{sp} \quad (\text{I-9})$$

Pour coupler les plasmons de surface avec un rayonnement électromagnétique photonique, on remarque en particulier qu'il est nécessaire d'augmenter la composante ( $k_x$ ) du vecteur d'onde du photon d'une quantité ( $\Delta k_x$ ) afin que la condition de résonance décrite par l'équation (I-9) soit satisfaite. Pour réaliser le couplage, il est donc indispensable d'avoir recours à l'utilisation d'un système de couplage, encore appelé « coupleur ». Le rôle du coupleur 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

En effet, avec l'utilisation d'un coupleur et sous réserve que la relation (I-9) soit vérifiée, l'énergie apportée par les photons peut être transférée aux plasmons. Le transfert d'énergie s'accompagne alors d'une exaltation de l'intensité du champ au voisinage de l'interface (localisation d'énergie), et par l'absorption des photons. Ce phénomène quantique optique-électrique résultant du couplage entre les photons incidents et les électrons du métal est encore appelé plasmons-polaritons de surface (SPP) ou résonance des plasmons de surface. Il existe principalement Deux approches permettant de coupler les plasmons avec la lumière:

1-En faisant passer la lumière incidente à travers un milieu d'indice de réfraction supérieur à ce lui du milieu diélectrique siège des ondes plasmons.

2-En ajoutant un pseudo-moment, dû à la structure de l'interface métallique via un réseau périodique ou plus généralement via une surface rugueuse.

Dans la suite, nous présentons successivement la méthode ATR (Attenuated Total Reflexion) basée sur la première approche puis le couplage par réseau qui se base sur la seconde. Signalons que les plasmons de surface peuvent aussi être observés par bombardement d'électrons (avec un microscope électronique à transmission par

### **1.8.1 Le couplage par prisme**

Il existe deux configurations de couplage par prisme. La première a été décrite pour la première fois par Otto. La seconde a été développée par Kretschmann.

#### **a. Configuration Otto**

Dans la configuration proposée par Otto [29], un prisme d'indice  $n$  est approché par le dessus de l'interface métal/air, côté air, en laissant un gap d'air d'épaisseur de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde d'excitation. Lorsqu'il y a une réflexion totale dans le prisme, le champ évanescent dans le gap d'air permet l'excitation du plasmon de surface

quand les vecteurs d'ondes le permettent et si la distance entre le prisme et le métal est suffisamment faible.

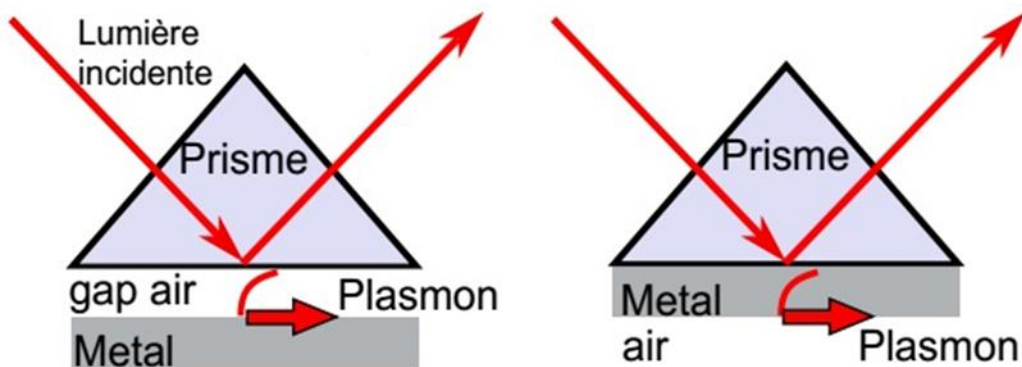
### b. Configuration Kretschmann

Le principe est de venir exciter le plasmon de surface à l'aide d'un prisme d'indice  $n$ , supérieur à celui du diélectrique de l'interface métal/diélectrique considérée [30]. La base du prisme est accolée à la fine couche de métal. Cette épaisseur doit être faible, elle est

typiquement d'une cinquantaine de nanomètres. Pour les angles  $\theta$  supérieurs à celui de la réflexion totale, le champ évanescent à travers le métal peut coupler un plasmon de surface si la projection suivant l'interface du vecteur d'onde de l'onde lumineuse incidente est égale au vecteur d'onde du plasmon de surface  $k_{spp}$ :

$$k_{spp} = \frac{2\pi n}{\lambda} \sin(\theta) \quad (\text{I-10})$$

avec  $n$  l'indice du prisme et  $\theta$ , l'angle d'incidence de la lumière. Dans cette configuration, si une partie de la lumière incidente se couple au plasmon de surface elle n'est plus réfléchi. La méthode de Kretschmann est efficace pour obtenir la relation de dispersion des plasmons de surface.



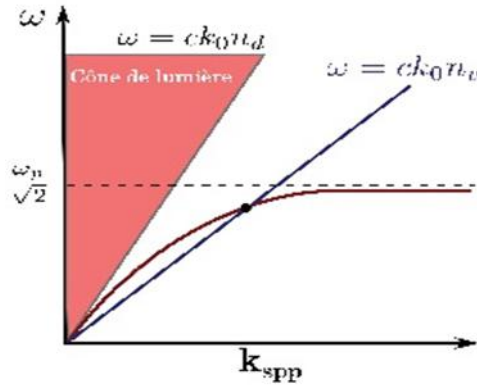


Figure I.8 : Couplage des plasmons de surface par prisme dans la configuration de (a) Otto et (b) Kretschmann avec (c) le diagramme de dispersion associé.

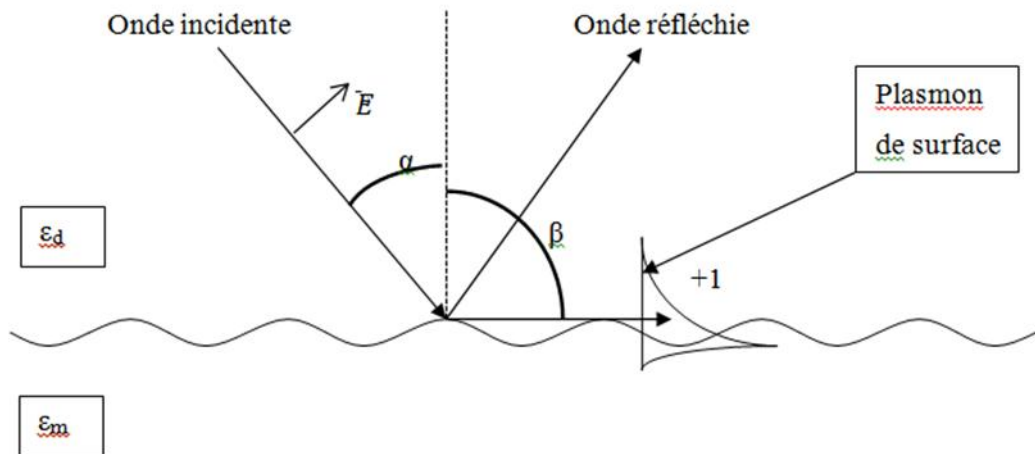
**1. 8. 2. Couplage par réseau :**

Une autre solution pour coupler une onde lumineuse à un plasmon de surface est d'utiliser la diffraction d'un ordre évanescents d'un réseau de diffraction, qui permettra de satisfaire l'égalité de l'équation(I-11) :

$$L = 1/(2k) \tag{I-11}$$

Supposons un réseau sinusoïdal métallique de couche semi infinie de constante de permittivité  $\epsilon_m$  dans un milieu diélectrique de permittivité  $\epsilon_d$  tel que schématisé dans la FigureI .9.

Nous considérons une onde incidente polarisée TM (Transverse Magnétique), présentant ainsi la composante du champ magnétique normale au plan d'incidence et parallèle aux lignes de réseau.



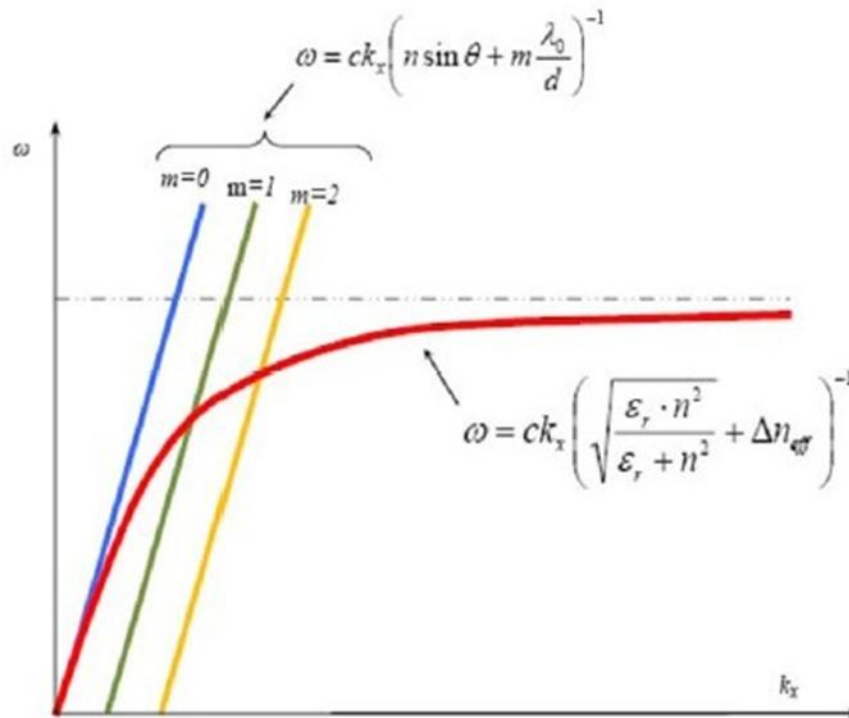
**Figure I.9 :** Excitation d'un plasmon de surface par un réseau de diffraction, avec l'ordre diffractif +1.

Il existe alors des ordres de diffraction soumis à l'équation(I-12) :

$$m\lambda = \Lambda (\sin(\alpha) + \sin(\beta)) \quad (\text{I-12})$$

Avec  $\lambda$  l'onde incidente,  $m$  l'ordre de diffraction,  $\Lambda$  le pas du réseau,  $\alpha$  l'angle d'incidence par rapport à la normale au réseau et  $\beta$  l'angle de l'ordre diffracté par rapport à la normale au réseau. Pour qu'un ordre soit évanescent il faut que  $\beta = 90^\circ$  soit que :

$\sin(\alpha) = m \pm 1$ , avec le signe  $\pm$  dépendant de l'ordre positif ou négatif



**Figure I. 10:** Principe du couplage optique par un réseau de diffraction

### I. 8.3. Couplage par ondes optiques guidées

Le processus d'excitation de l'onde plasmon est identique à celui se produisant dans le cas du couplage par prisme. L'onde optique guidée par réflexion totale peut générer une onde plasmon lorsque celle-ci est en contact avec l'interface métallique par pénétration de l'onde évanescente à travers le métal. Le guide d'onde joue le rôle du prisme.

### I.8.4. Pointe champ proche :

Une méthode inspirée de la technique de frustration décrite par Otto est exploitée pour exciter des ondes PS à l'aide de sondes pour microscopies en champ proche optique (SNOM ou PSTM). Cette technique utilise deux types de sonde pour provoquer le couplage recherché. Soit il est possible d'utiliser une pointe métallique d'une sonde a-SNOM ('apertureless SNOM') et dans ce cas la génération des ondes évanescentes se fera par diffraction du faisceau de lumière incidente au voisinage de la pointe de taille nanométrique. Soit par la diffraction de la lumière au travers une nano-ouverture sub-longueur d'onde en extrémité d'une sonde SNOM

« à ouverture » ceci génèrera des ondes évanescentes en extrémité de la sonde [31].

## 1.9 CONCLUSION :

À l'issue de ce premier chapitre nous avons présenté les notions de bases associées aux plasmoniques ,Nous avons vu les deux classes du plasmon : plasmon de surface et ces deux types : plasmon de surface localisé et délocalisé, et la deuxième classe qui est le 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 dispersions 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, et Les relations : de dispersion des plasmons de surface et de couplage plasmon-lumière.

## Chapitre 2

Filtre à base plasmoniques

## 2.1 Introduction :

Au niveau mondial, les brevets se concentrent autour de 2 domaines d'applications totalisant plus de 85% des publications sur la période 1996-2016 le diagnostic médical et l'analyse en chimie-biologie (3550 brevets –55% des publications) ainsi que l'électronique et les technologies de l'information et de la communication (1880 brevets – 30 % des publications)

Et dans le domaine filtrage optique on a dit que le filtre optique transmet de manière sélective une partie du spectre optique et en rejette d'autres.

Les filtres optiques sont couramment utilisés en microscopie, spectroscopie, analyse chimique et vision industrielle. Plusieurs types et niveaux de précision de filtres sont disponibles.

Bien que les filtres partagent de nombreuses spécifications avec d'autres composants optiques, il existe un certain nombre de spécifications uniques propres aux filtres devant être connues et comprises pour pouvoir déterminer le filtre le mieux adapté à votre application .

Ce chapitre présente les bases théoriques nécessaires qui permettent la compréhension des notions générales des filtres optiques, puis nous avons décrit les résonateurs d'anneau et les cavités, Enfin nous présenterons les principes des filtres optiques à base plasmonique et les structures MIM, IMI.

## 2.2. Généralité sur les filtres :

### 2.2.1. Définition :

Les filtres micro-ondes sont des dispositifs importants pour la sélection du canal et la séparation dans les systèmes de communication à large bande. Il est généralement composé de plusieurs résonateurs, bien souvent identique ou très similaire. La qualité d'un filtre dépend donc avant tout de la qualité de ses résonateurs .

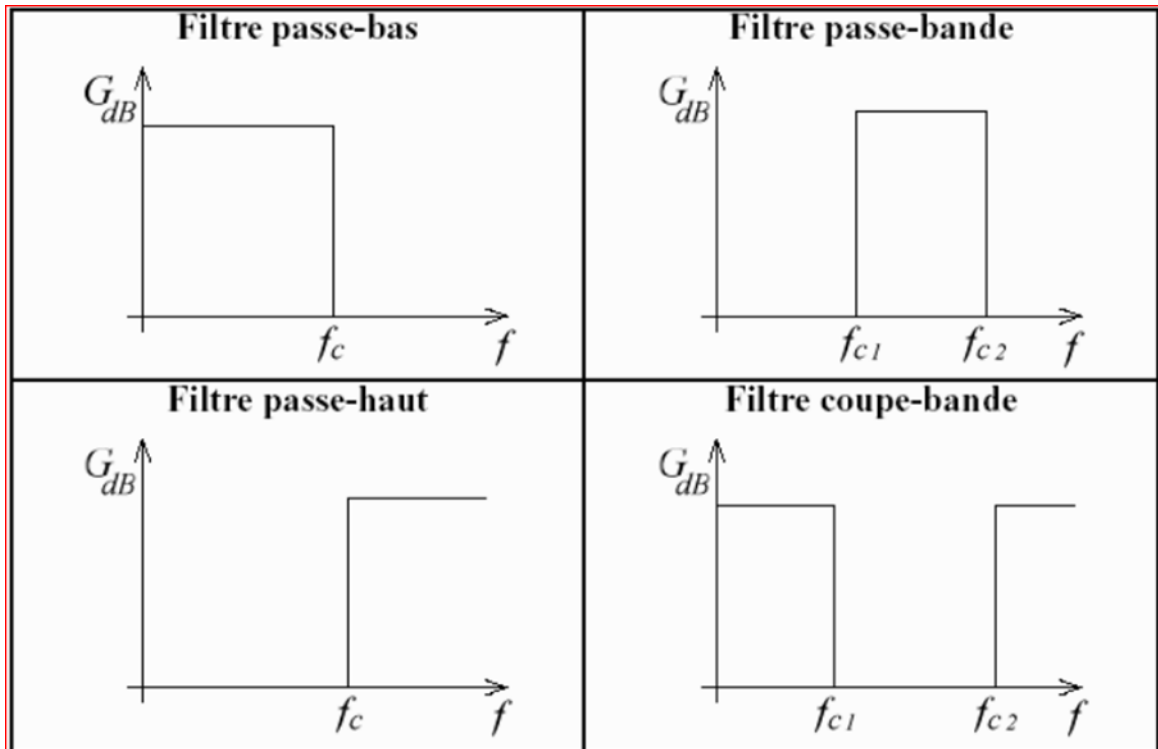
Le rôle d'un filtre s'agit de débarrasser un signal utile de toutes les composantes parasites ainsi les perturbations internes (produits d'intermodulation, fréquence harmonique d'une transposition de fréquence...), qui viennent s'ajouter suite aux différents traitements

### 2.2.2. Le filtre active :

Un filtre actif utilise des amplificateurs opérationnels avec des résistances et des condensateurs pour réaliser la fonction. Les inductances, qui peuvent être grandes et volumineuses, ne sont pas nécessaires.

Ce dispositif permet donc dans l'idéal de transmettre les signaux utiles de manière transparente (bande passante) en éliminant complètement les autres (bande(s) atténuée(s) ou coupée(s)). Le spectre des fréquences s'étend du continu (fréquence nulle) à l'infini. On peut donc distinguer quatre sortes de filtres : passe bas, passe haut, passe bande et coupe bande [32].

On peut voir les différents types de filtres dans la figure II.1 :



**Figure II.1** : Différents types de filtres

### 2.2. 3. Les types de filtre active

#### a) Le filtre actif passe bas :

Un filtre passe-bas est un filtre qui laisse passer des signaux avec une fréquence inférieure à une fréquence de coupure particulière, et atténue les signaux avec des fréquences supérieures à la fréquence de coupure. La grandeur d'atténuation pour chaque composante fréquentielle dépend de la conception du filtre.

#### b) Le filtre actif passe haut :

Un filtre passe-haut est un filtre électronique qui laisse passer des signaux de haute fréquence mais atténue les signaux ayant des fréquences inférieures à la fréquence de coupure.

Un filtre passe-haut est généralement modélisé comme un système linéaire invariant dans le temps

### c) Le filtre actif passe bande

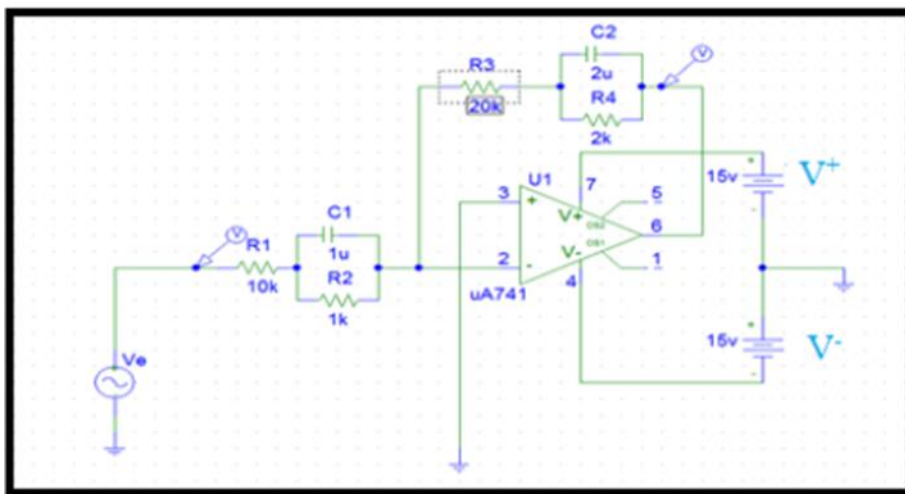
Comme le nom l'indique, un filtre passe-bande est une où seule circuit qui laisse passer les signaux de fréquences appartenant à la bande autorisée. Toutes les fréquences en dehors de la bande requise sont atténuées. Il existe deux principaux domaines d'intérêt dans la réponse du filtre. Ce sont la bande passante où le filtre laisse passer les signaux et de la bande d'arrêt où les signaux sont atténués.

### d) Le filtre actif coupe bande :

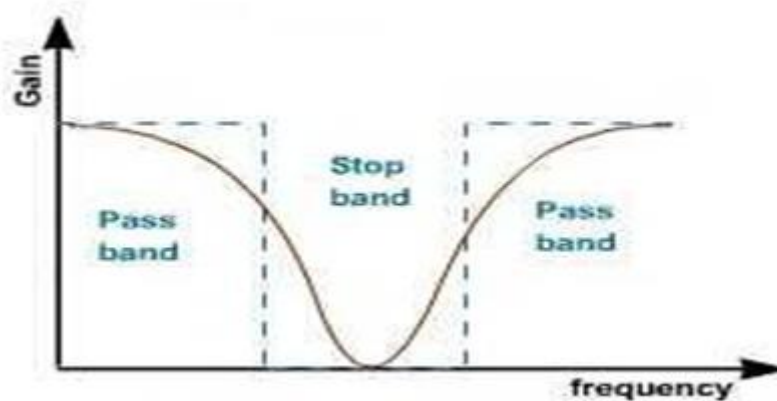
Le filtre actif coupe bande est un circuit qui laisse passer les signaux dont les fréquences sont au-dessus et au-dessous d'une gamme particulière fixée par les valeurs des composants.

ou filtre coupe-bande) laisse passer tout sauf ce qui est entre les deux fréquences de coupure.

Sa structure électronique à base d'A.L.I. est :



**Figure II.2:** Filtre actif coupe-bande (réjecteur)



**Figure II.3 :** Réponse en fréquence d'un filtre coupe bande.

Un filtre coupe-bande photonique micro-ondes largement accordable avec une bande passante réglable basée sur un laser à fibre à plusieurs longueurs d'onde est proposé et démontré. Le laser à fibre multi-longueurs d'onde génère les multi-prises du filtre photonique micro-ondes

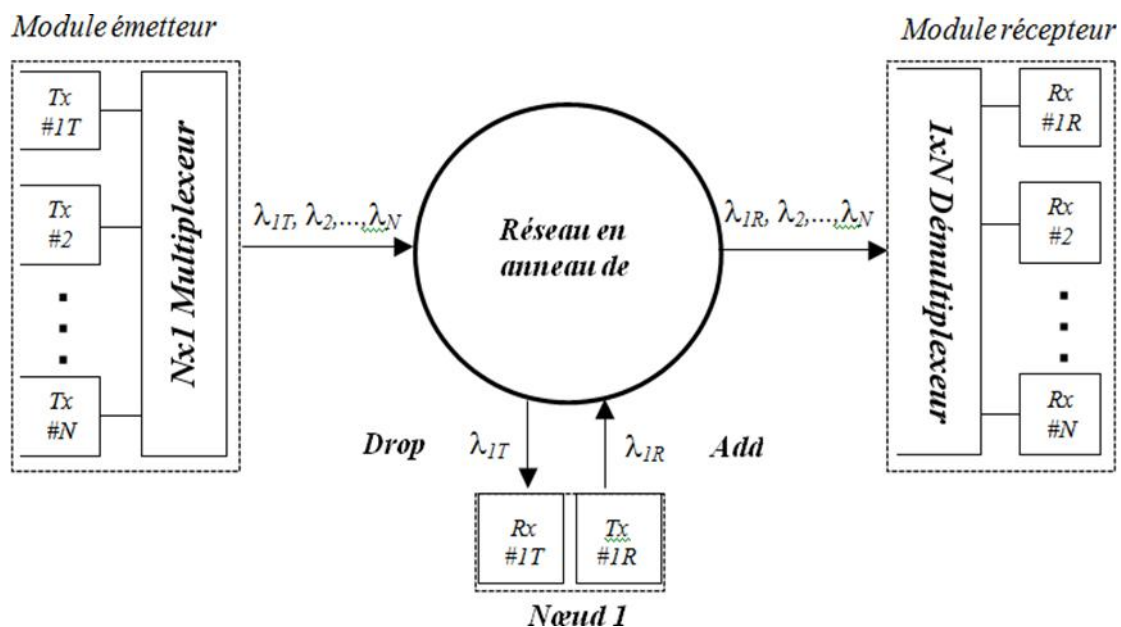
(MPF). Afin d'obtenir une réponse en fréquence d'encoche, un processeur optique à domaine de Fourier (FD-OP) est introduit pour contrôler l'amplitude et la phase de la porteuse optique et les bandes latérales de modulation de phase. En ajustant le contrôleur de polarisation (PC), différents nombres de prises sont obtenus, tels que 6, 8, 10 et 12. Et l'espacement des longueurs d'onde du laser multi-longueur d'onde est de 0,4 nm. La bande passante du filtre coupe-bande est modifiée en ajustant le nombre de prises et les bandes passantes correspondantes sont respectivement de 4,41 GHz, 3,30 GHz, 2,64 GHz et 2,19 GHz. Avec la phase supplémentaire

décalage introduit par FD-OP, la position de l'encoche est réglée en continu dans toute la plage spectrale libre (FSR) de 27,94 GHz. La fréquence centrale du filtre coupe-bande peut être réglée en continu de 13,97 GHz à 41,91 GHz.<sup>1</sup>

### **2.3. Le réseau optique :**

Le rôle principal des fibres optiques a longtemps été de transmettre des flux de bits à grande vitesse d'un point à un autre, entre des nœuds du réseau. L'électronique au niveau des nœuds a traité et commuté les signaux, les multiplexant ou les démultiplexant à différents débits de données, en le dirigeant vers différents nœuds. Essentiellement, le réseau de télécommunications est constitué de deux composants principaux: les tuyaux, qui transmettent les signaux, et les commutateurs, qui traitent et dirigent les signaux. Les fibres représentent les tuyaux pour les signaux à grande vitesse. L'avènement du multiplexage par

répartition en longueur d'onde (WDM) a été le premier grand pas vers les réseaux optiques. L'attraction initiale de la GDE était sa capacité à multiplier la capacité d'une seule fibre. Au lieu de transporter un seul canal multiplexé par répartition dans le temps (TDM) à 2,5 ou 10 Gbit / s ou même plus, une fibre peut transporter 4, 8, 16, 32, 40 ou plusieurs canaux optiques à différentes longueurs d'onde, chacun pouvant être placé à une distance différente. Débit de données différent. Le WDM permet la gestion et le traitement du signal au niveau de la longueur d'onde. La combinaison de quatre signaux à 10 Gbit / s en un seul flux de données à 40 Gbit / s nécessite un multiplexeur électronique TDM coûteux et un émetteur optique à 40 Gbit / s comprenant un récepteur et des démultiplexeurs pour extraire l'un des signaux. Si les quatre signaux à 10 Gbit / s sont envoyés sur des canaux optiques distincts, un filtre peut extraire le canal optique souhaité sans perturber le reste des canaux. Ce principe est appliqué dans tout système WDM: des filtres optiques permettent de séparer un canal optique du signal combiné sans électronique. Les filtres optiques sont des dispositifs essentiels pour les systèmes WDM. L'application la plus évidente est le démultiplexage de canaux très rapprochés. Cependant, ils jouent également un rôle majeur dans l'égalisation de gain et la compensation de dispersion. Un schéma simplifié d'un système WDM est présenté à la *Figure II.4*



**Figure II.4 :** d'application de filtre Add / drop dans un système WDM

Un filtre appelé filtre Add / drop est nécessaire dans un réseau en anneau optique pour séparer le canal à supprimer de ceux qui passent sans être affectés. Le nœud (Figure II-1) reçoit le canal supprimé et peut transmettre ses propres informations sur un nouveau signal à la même longueur d'onde que celui qui a été supprimé ou sur une nouvelle longueur d'onde n'interférant pas avec ceux déjà utilisés par les autres canaux du chemin de passage. Les espacements de canaux sont normalisés sur la base du réseau [33] de l'Union internationale des télécommunications (UIT) définissant les fréquences espacées de 100 GHz,  $f = 193,1 \pm m \times 0,1$  THz, où  $m$  est un entier. La grille centrale est de 193,1 THz, ce qui correspond à une longueur d'onde de 1552,524 nm dans le vide. L'espacement des canaux pour les systèmes commerciaux est actuellement de l'ordre de 100 GHz avec des débits allant jusqu'à 10 Gbit / s par canal. Il existe deux manières d'augmenter la capacité: augmenter la plage de longueurs d'onde utilisables et utiliser plus efficacement la bande passante déjà couverte, par exemple en réduisant l'espacement des canaux à 50 GHz, 25 GHz ou même 12,5 GHz. L'augmentation du débit binaire se traduit par une augmentation proportionnelle de la largeur de bande du signal. Cela signifie qu'il y a moins d'espace pour accueillir la largeur de bande du signal si l'espacement des canaux est réduit. Un espacement plus étroit des canaux nécessite des réponses de filtre plus précises et des rapports d'activation / désactivation supérieurs à 20 dB pour séparer les canaux sans introduire de diaphonie par rapport aux autres canaux. Le spectre de transmission à partir d'un filtre optique périodique.

#### 2.4. Filtre optique :

Un filtre est complètement caractérisé par la fonction  $T(\sigma)$  qui représente les variations de son facteur de transmission avec le nombre d'ondes du rayonnement incident. Cette fonction présente un maximum pour  $\sigma = \sigma'$  et décroît de part et d'autre de  $\sigma'$ , d'autant plus rapidement que la bande passante est plus étroite. Deux cas sont à distinguer, suivant que le nombre d'ondes  $\sigma'$  est fixe (filtres interférentiels par exemple) ou variable (monochromateurs à fentes). Dans ce dernier cas,  $T$  est en réalité fonction de deux variables  $\sigma$  et  $\sigma'$ , cette dernière étant le nombre d'ondes de réglage. On considère souvent que la fonction  $T$  est invariante par translation, tout au moins dans un intervalle spectral assez réduit, ce qui permet d'attribuer  $\sigma$

l'appareil les propriétés d'un filtre linéaire. Si la densité spectrale de flux dans le rayonnement incident est  $s(\sigma)$ , le flux total émergent est alors :

$$\phi(\sigma') = \int s(\sigma) T(\sigma' - \sigma) d\sigma = S * T \quad (\text{II-1})$$

Mais cette écriture n'est justifiée que si l'on néglige le rayonnement parasite, c'est à dire si l'on admet que  $T(\sigma)$  est nul en dehors de la bande passante. Dans le cas contraire, l'intégrale (1) porte effectivement sur un très grand intervalle spectral et rien ne permet de supposer l'invariance par translation de  $T(\sigma)$ . En résumé, nous n'aurons aucune distinction à faire entre les appareils à réglage fixe ou non. Le problème est donc de déterminer expérimentalement la fonction  $T(\sigma)$  ou bien, l'appareil recevant un rayonnement dont la densité spectrale de flux est  $S(\sigma)$ , la fonction  $s(\sigma) T(\sigma)$ . Cette fonction est toujours formée d'une partie centrale étroite centrée sur  $\sigma'$  et d'une partie très étalée et de faible intensité relative qui représente le flux parasite. La structure de  $T(\sigma)$  suggère l'idée de remplacer son étude directe par celle de sa transformée de Fourier, comme cela se fait avec succès notamment pour l'étude de la formation des images optiques. Dans ce dernier cas, en effet, au lieu de procéder à la mesure directe, très délicate, de la répartition de l'énergie dans l'image d'un point, on préfère souvent mesurer la fonction de transfert de l'instrument, qui n'est autre que la transformée de Fourier de cette répartition d'énergie. Soit donc ici  $t(\sigma)$  la transformée de  $T(\sigma)$ , qui est la fonction de transfert du filtre considéré. Pour déterminer  $t(\sigma)$ , on devra éclairer l'appareil par un rayonnement présentant une densité spectrale de flux modulée sinusoïdalement en fonction de  $u$ ; par exemple, dans leur travail consacré à l'étude de la fonction de transfert d'un spectromètre à fentes et à sa détermination expérimentale dans l'infra-rouge lointain, Sakai et Vanasse [34] utilisaient dans ce but un interféromètre à réseau lamellaire.

Symboles	Spécifications
N	Nombre de canaux
$\Delta\lambda$	Plage d'accord
$\delta\lambda$	Bande passante à mi-hauteur
Taux d'accord	Plage de déplacement de la longueur d'onde filtrée
Taux de réjection	Rapport signal sur bruit (S/B)
$\lambda_0$	La longueur d'onde centrale du filtre
$\tau$	Temps de commutation

**Tableau II.1:** Les caractéristiques d'un filtre optique

## 2.5. Les filtres optiques à base plasmonique :

Ces dernières années, des nanostructures à plasmons telles que des filtres [35] ont été utilisées pour souligner l'importance de ces structures pour les circuits intégrés. Les guides d'ondes métal-isolant-métal (MIM) ont suscité un intérêt considérable pour le développement de structures plasmoniques en raison de leur technique de fabrication relativement simple, contraintes de lumière sévères et longueur optimale pour l'émission SPP [36]. Les ondes plasmoniques l'émission peut être facilitée par une large gamme de nanostructures métalliques, mais les plus courantes sont le métal-isolant-métal (MIM) et guides d'ondes isolant-métal-isolant (IMI) [37]. Les guides d'ondes IMI peuvent émettre des ondes SPP jusqu'à quelques centimètres mais ne peuvent pas limiter le champ électromagnétique (faible confinement de la lumière), alors que les guides d'ondes MIM, en plus d'être simples à construire, ont un impact sévère limitation des ondes électromagnétiques (fort confinement de la lumière) dans des dimensions inférieures à la longueur d'onde et une longueur adaptée à l'émission des SPP.

Par conséquent, en matière d'intégration, les guides d'ondes MIM sont préférables [38]. Les filtres plasmoniques sont conçus et fabriqués en utilisant Guides d'ondes MIM, l'une des

applications les plus importantes [39], Il existe de nombreuses structures qui utilisent ces filtres,

comme en forme de dent guides d'ondes [40], résonateurs à nanodisques ou à nanoanneaux, résonateurs à nanoanneaux circulaires et carrés et guides d'ondes sélectifs en longueur d'onde.

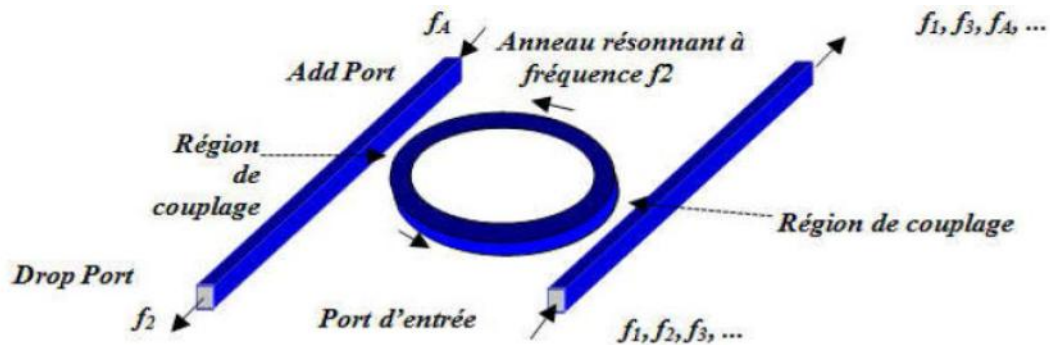
Les filtres optiques, l'un des éléments constitutifs des circuits optiques intégrés, ont attiré Attention considérable. Différents types de filtres plasmoniques, tels que les topologies en forme de dent en sous-longueur d'onde et en gouttes additionnelles, sont introduits et analysés par des méthodes 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 [41]. Alors on distingue deux catégories de structures plasmoniques pour le filtrage et on s'intéresse par la structure MIM

## **2.6.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 [42]. 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.



**Figure II.5:** Filtre de suppression de canal de résonateur en anneau

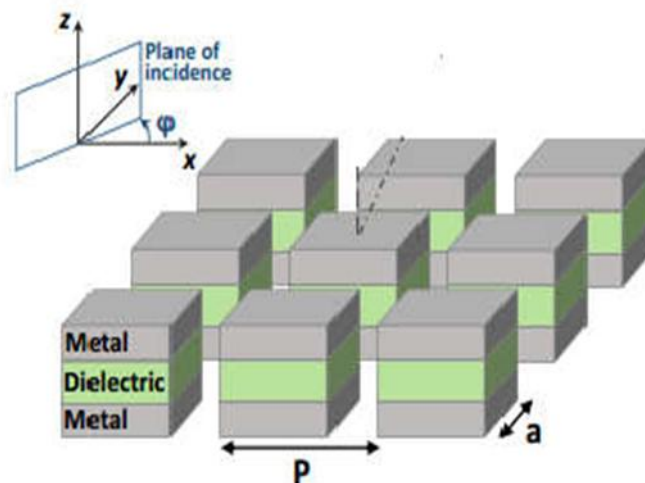
### 2.6.1. Les structures MIM :

les métaux sont généralement avec perte, le SP lié les modes d'une seule interface métal/diélectrique peuvent se propager sur plusieurs microns sous illumination optique.

[43][44] Dans un tel géométrie, la profondeur de peau de champ augmente de façon exponentielle avec longueur d'onde dans le diélectrique mais reste approximativement constante 25 nm dans le métal pour le visible et le proche infrarouge fréquences d'excitation. Cette observation a inspiré une nouvelle classe de guides d'ondes à plasmon constitués d'un isolant âme et gaine conductrice. Pas contrairement au conventionnel guides d'ondes, y compris les guides d'ondes à plaque diélectrique au niveau optique fréquences, les guides d'ondes à fentes métalliques aux fréquences micro-ondes et la fente semi-conductrice récemment proposée guides d'ondes de Réf. [45] , ces MIM métal-isolant-métal guident la lumière via le différentiel d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine. Cependant, contrairement à la fente diélectrique guides d'ondes, guides d'ondes plasmoniques et conventionnels modes sont accessibles en fonction des dimensions transversales du noyau. Les guides d'ondes MIM peuvent ainsi permettre de réduire les volumes de mode optique à des échelles inférieures à la longueur d'onde, avec un minimum

décroissance du champ hors de la section efficace physique du guide d'ondes - même pour des fréquences éloignées de la résonance plasmonique.

Plusieurs études théoriques ont déjà étudié la propagation et le confinement des plasmons de surface en MIM structures. [46][47] Cependant, peu d'études se sont intéressées propriétés MIM dépendantes de la longueur d'onde résultant de modèles de la fonction diélectrique complexe des métaux. la dépendance critique des expériences de guidage d'ondes sur la longueur d'onde d'excitation et la fréquence des plasmons de surface rend une telle analyse indispensable. Dans cet article, nous discutons de la plasmon de surface et modes de guidage d'ondes conventionnels du MIM structures, caractérisant le métal par l'optique empirique constantes de Johnson et Christy [48] et déterminer numériquement la dispersion, la propagation et la localisation pour les deux modes symétriques et antisymétriques de champ .

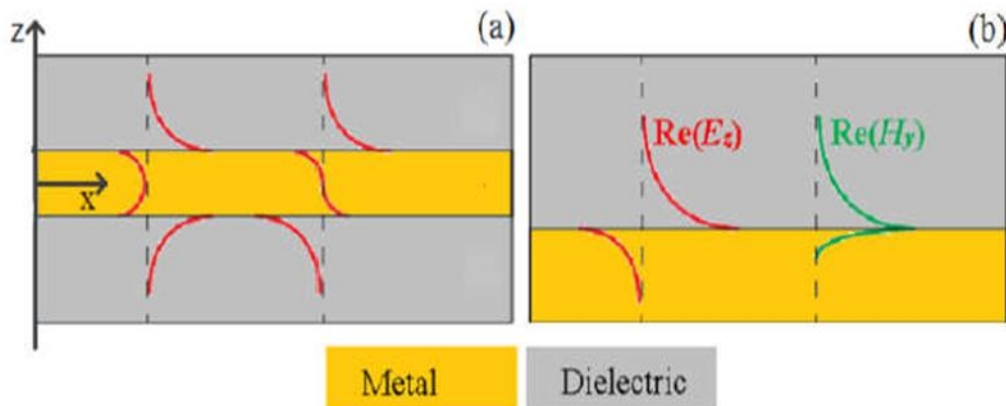


**Figure II.6:** Schéma d'un filtre MIM typique avec une matrice carrée (période  $P$ ) de patches carrés (taille  $a$ ).

### 2.6.2. Les structures IMI :

Le plasma est excité à une interface métallodiélectrique, les électrons dans le métal créent une polarisation de surface qui donne créer un champ électrique localisé. En isolant-métal-isolant Structures IMI, les électrons du noyau métallique écrantent le chargez la configuration à chaque interface et maintenez un champ proche de zéro ou minimal dans le guide d'ondes. En conséquence, les polarisations de surface de part et d'autre du film métallique restent en phase et une fréquence de coupure n'est observée pour aucune dimension transversale du guide d'onde. En revanche, le dépistage ne se produisent dans le noyau diélectrique des guides d'ondes MIM. À chaque l'interface métal-diélectrique, des

polarisations de surface apparaissent et évoluent indépendamment de l'autre interface, et les oscillations du plasma n'ont pas besoin d'être adaptées à l'énergie ou au vecteur d'onde l'un l'autre. Par conséquent, pour certaines épaisseurs de noyau diélectrique MIM, les SP d'interface peuvent ne pas rester en phase mais présenter une fréquence de battement ; car les dimensions transversales du noyau sont augmenté, "bandes" d'énergies autorisées ou vecteurs d'onde et des "lacunes" d'énergies interdites seront observées



**Figure II .7:** 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  $Re(H_y)$ .

## 2.7. Application de la plasmonique :

Depuis 1990, Plasmonics s'est développé de manière explosive dans divers domaines interdisciplinaires. Ici, nous mentionnons brièvement trois exemples différents de l'application de la plasmonique à dispositifs photoniques en dehors des applications de détection expliquées plus loin. L'une des applications directes des plasmons de surface est le développement des guides d'ondes.

Même si la perte en plasmonique est assez élevée par rapport aux guides d'ondes à noyau diélectrique classiques, différentes géométries ont été étudiées pour les utiliser aussi efficacement. guides d'ondes. Films métalliques minces utilisant des couches IMI (Isolant-Métal-Isolant) structures de sorte que l'énergie est confinée dans une seule dimension est un exemple courant, mais il y en a d'autres comme structurer les surfaces métalliques pour permettre à la surface d'agir comme guide d'onde lui-même, utilisant des nano-fils ou des structures MIM (Métal-Isolant-Métal).

L'utilisation de la plasmonique pour les dispositifs émettant de la lumière est un autre exemple de l'application de résonances des plasmons de surface. Il y a eu des travaux sur l'amélioration de la fluorescence en tenant compte de l'influence des plasmons de surface, ainsi que de l'utilisation de structures plasmoniques pour extraire la lumière de diodes électroluminescentes organiques, qui peut être amélioré en utilisant un mode plasmon de surface entre deux guides d'ondes.

Dans le photovoltaïque, l'une des raisons des faibles rendements des cellules solaires était la récolte de lumière insuffisante, en raison de l'utilisation de couches minces. Des films minces sont nécessaires pour réduire le coût, ou ils sont simplement liés à la limitation de la nature intrinsèque de la matériaux. Plasmonics a contribué à améliorer la récolte de photons en couches minces cellules solaires. Différentes nanostructures comme l'utilisation de réseaux, l'utilisation de nanoparticules sur la surface supérieure, l'utilisation de diffuseurs et de réflecteur a contribué à améliorer la rendement des cellules solaires. C'est toujours un outil qui attire beaucoup d'attention pour augmenter l'efficacité des cellules solaires

## **2.8. Les cavités optique :**

Les structures à cavités couplées sont bien étudiées pour démontrer le mode effet de séparation, transparence induite et résonances de Fano [49-50]. Dans le cas des résonateurs à modes de galerie chuchotants, tous deux couplés directement [51-52] et des systèmes à couplage indirect [53-54-455] ont été proposés et examiné. Incorporé au mode mécanique, il y présente le phénomène de transparence induite optomécaniquement dans la symétrie PT [56] et formation de lasers à phonons [57-58]. Pointes diaboliques, dégénérescence de l'état propre orthogonal double dans le système hermitien, ont été réalisé en résonance sur deux microdisques fortement couplés [59].

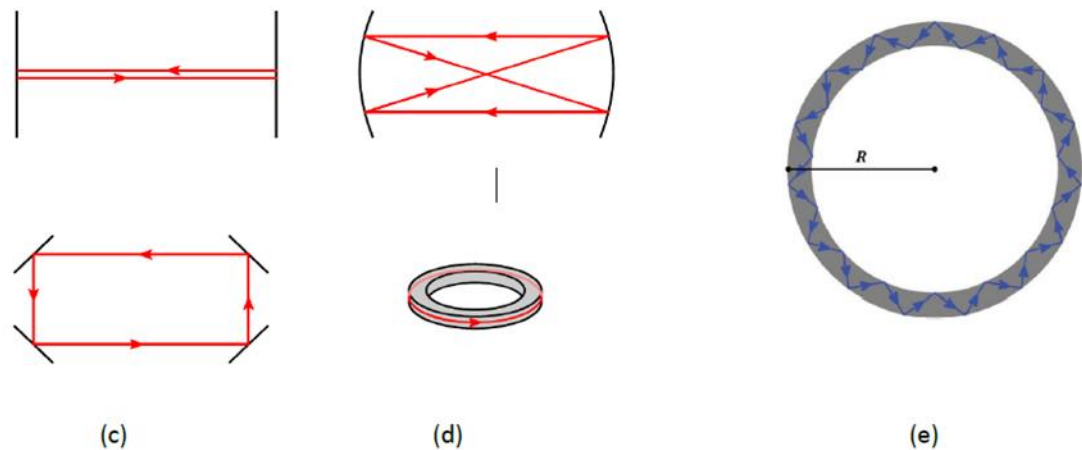
En outre, les cavités optiques pourraient servir de candidat pratique pour la réalisation de la symétrie PT, des points exceptionnels (EP) et des application d'une capacité de détection améliorée [55]. Exceptionnel les points sont la dégénérescence d'un système non hermitien, qui nécessite des arrangements gain-perte, mais est également réalisable grâce à un réglage force de couplage de mode dans les résonateurs couplés [55- 5160- 61- 62]. Opération aux PE favorise des effets non conventionnels comme la chiralité optique [49], le transport de lumière non réciproque [63-64] et le laser induit par la perte [65]. Lié l'état dans le continuum peut être considéré comme un état de résonance spécial, bien que couplé

au continuum de rayonnement, sans perte de rayonnement [66- 67]. Chez BIC, le mode est doté d'un grand facteur de qualité jusqu'à infini. Les résonances couplées pourraient expliquer la génération de BIC,

tels que les BIC de Fabry-Pérot et les BIC de Friedrich-Wintgen [68], montrant existence dans l'eau, les ondes, l'optique, la mécanique quantique, les atomes, etc. [66] Les BIC ont permis des interactions à longue distance entre deux cavités via un guide d'onde dans les structures cristallines photoniques [69] et les « lasers à l'état sombre »

basé sur un couplage imaginaire [70] Pour un système composé de deux résonances, EP se produit dans les circonstances où deux valeurs propres deviennent fusionnées, tandis que BIC se produit si une valeur propre présente zéro imaginaire partie (sans perte). Les EP et les BIC ont également été démontrés en optique méta-structures pour une meilleure détection et mise en forme du front d'onde, grâce à leur grande capacité à façonner la propagation des ondes et à adapter résonances sub-longueur d'onde [71].

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.



**Figure II.8:** (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 coeur 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

## 2.9. conclusion :

Au travers de ce chapitre nous avons rappelé brièvement les concepts généraux sur les filtres actifs et ces types suite on a présenté le filtre à base plasmonique puis nous avons cité Le résonateur en anneau .

La dernière partie de ce chapitre présente les deux catégories de structures plasmoniques (MIM et IMI) et les cavités et les applications de plasmonique, dans le but de réaliser la structure MIM d'un filtre optique à base plasmonique dans le chapitre 3.

# Chapitre 3

## Résultats et interprétations

## 2.2 Introduction :

Le domaine de recherches photonique et plasmonique offrent la possibilité de contrôler la propagation de la lumière et ceci, sur une dimension de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde dans le matériau. Les polaritons plasmoniques de surface (SPP) sont des ondes électromagnétiques de surface résultant du couplage du rayonnement incident et des oscillations électroniques collectives aux interfaces métal-diélectrique. Le SPP a été largement étudié au cours des dernières décennies en raison du dépassement des limites de diffraction conventionnelles et de la manipulation de la lumière à des échelles de sous-longueur d'onde profondes. La plasmonique est appelé le domaine de la nano photonique sous la limite de diffraction de la lumière qui étudie les caractéristiques de transmission, la localisation et le guidage du mode SPP à l'aide de nanostructures métalliques. Récemment, divers dispositifs basés sur des SPP tels que les filtres, les démodulateurs, les commutateurs et les séparateurs ont été et élaborés expérimentalement après leurs simulations numériques. Pour guider les ondes plasmoniques dans diverses applications, les guides d'ondes MIM sont utilisés ; car ces structures qui peuvent limiter fortement la lumière incidente dans la région isolante- sont prometteux pour la conception de dispositifs optiques compacts du fait de leurs fabrications relativement simple maitrisables.

Le but de ce travail est la réalisation d'un filtre coupe-bande basé sur plasmonique guide d'onde à l'aide du logiciel de simulation Rsoft CAD, on choisissant l'outil de simulation FULLWAVE qui est basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

## 2.3 Outil de la simulation et méthode :

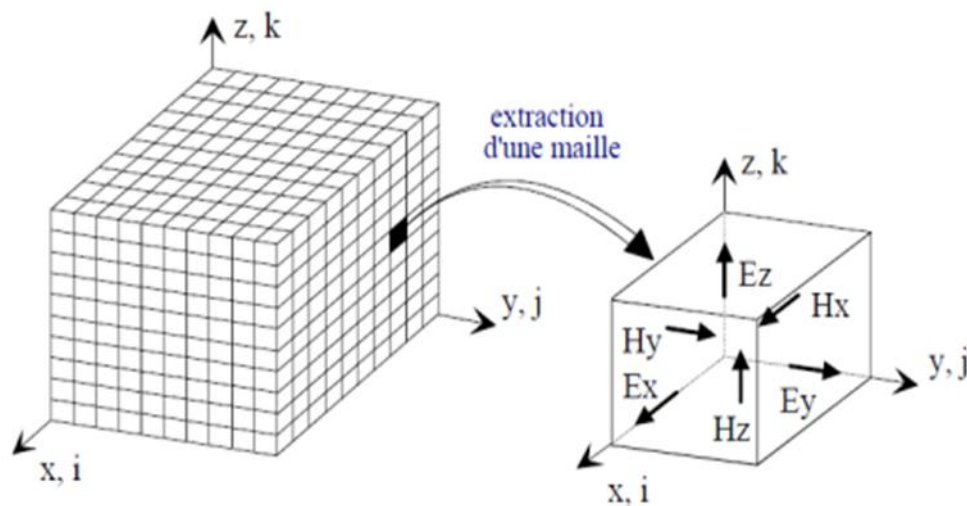
### 3.2.1.Méthode des différences finies temporelles (FDTD) :

La méthode des différences finies dans le domaine temporel ou FDTD, acronyme anglais de Finite-Difference Time-Domain permet d'étudier de manière précise et fiable de nombreux problèmes appartenant à l'électromagnétisme. C'est un outil utile pour explorer les propriétés optiques des nanoparticules métalliques car elle permet de modéliser des systèmes fortement hétérogènes, c'est à dire contenant des matériaux aux fonctions

diélectriques différentes (diélectrique, métal, plasma.....) et des formes géométriques complexes. De plus comme c'est une méthode temporaire, une seule simulation est nécessaire pour obtenir la réponse du système étudié sur une large bande de fréquence via la transformée de Fourier.

La FDTD est née des travaux pionniers de Yee en 1966 [72] et a continué à être développé par ceux de Taflove dans les années 1975 [73], son atout majeur réside dans la simplicité de son principe de fonctionnement. La base d'un code FDTD repose sur deux équations : les équations de Maxwell- Faraday et de Maxwell- Ampère sous leur forme et dans le domaine temporel.

La FDTD permet de calculer à chaque instant discret de l'espace, les composantes du champ électromagnétique dans chaque cellule parallélépipédique du volume tridimensionnel (figure III.1)



**Figure III.1 :** Décomposition spatiale du volume de calcul [14].

Le principe est basé sur la division de l'espace en cellules élémentaires (*mailles élémentaires*), chacune de ces mailles est caractérisée par les propriétés physiques de l'élément (*permittivité, perméabilité, conductivité*). À l'intérieur des quelles sont calculées les six composantes orthogonales des champs électromagnétiques ( $E_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$  et  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ ). La forme particulière des équations de Maxwell conduit à calculer les composantes du champ électrique au milieu des arêtes des mailles. Les composantes du champ magnétique sont déterminées au centre des faces (Figure III.1).

### 3.2.2. Principe de la methode :

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 Yee 0. 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

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

$$\begin{aligned}\overrightarrow{\text{rot}}\vec{H} &= \varepsilon \left( \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \\ \overrightarrow{\text{rot}}\vec{E} &= -\mu \left( \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad (\text{III -1})\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\overrightarrow{\text{div}}\vec{E} &= 0 \\ \overrightarrow{\text{div}}\vec{H} &= 0\end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned}\frac{\partial \overrightarrow{H}_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial \overrightarrow{E}_z}{\partial y} - \frac{\partial \overrightarrow{E}_y}{\partial z} \right] \quad (\text{III -2}) \\ \frac{\partial \overrightarrow{H}_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial \overrightarrow{E}_x}{\partial z} - \frac{\partial \overrightarrow{E}_z}{\partial x} \right] \\ \frac{\partial \overrightarrow{H}_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial \overrightarrow{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \overrightarrow{E}_x}{\partial y} \right] \\ \frac{\partial \overrightarrow{E}_x}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial \overrightarrow{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \overrightarrow{H}_y}{\partial z} \right]\end{aligned}$$

$$\frac{\partial \vec{E}_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial z} - \frac{\partial \vec{H}_z}{\partial x} \right]$$

$$\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[ \frac{\partial \vec{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \vec{H}_x}{\partial y} \right]$$

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 (III.3) est réalisée en adoptant la démarche de Kane Yee [74].

### 3.2.3. Les Avantages de FDTD :

Tout d'abord, c'est une méthode simple : elle met en jeu, en effet, des concepts et des outils de résolutions élémentaires (équations de Maxwell, différences finies).

Ensuite, elle permet l'obtention en une seule simulation des informations temporelles et spectrales sur une structure. Elle apporte aussi des éléments de compréhension sur l'établissement du champ électromagnétique dans la structure en offrant la possibilité d'obtenir la distribution du champ à différents temps.

Enfin, cette méthode permet l'évaluation en fonction de temps de nombreuses autres grandeurs comme le vecteur de Poynting ou l'énergie électromagnétique stockée. En revanche, elle peut requérir des moyens de calcul et des mémoires informatiques importants, dépendant de la taille de l'espace de travail. Pour diminuer les temps d'exécution, les espaces de travail doivent être choisis assez réduits. [75]

## 3.3 .présentation du logiciel R-SOFT CAD :

### 3.3.1. Définition :

Le RSoft CAD est un programme de base de RSoft Photonique, il permet aux utilisateurs de créer des systèmes pour la conception de plusieurs types de dispositifs ; cavités, guide d'ondes, circuits optiques et autres dispositifs photoniques. Il agit en tant que programme de gestion pour les modules de simulation du dispositif de *RSoft: Beam PROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, ModePROP, FemSIM*, et définit les apports importants requis par ces programmes, les propriétés des matériaux et la géométrie structurelle du dispositif à étudier [76].

### **3.3.2. 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.

#### **3.3.2.a .Outil de simulation full wave:**

Le simulateur Fullwave est un module de la suite de logiciels développée par l'entreprise RSoft, basé sur la célèbre méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [77] .Ce logiciel est bien adapté à nos simulations puisqu'il permet la conception de structures complexes. Fullwave est idéal pour étudier la propagation de la lumière pour une grande variété de structures. Il est entièrement intégré dans L'environnement Rsoft CAD qui permet à l'utilisateur de définir les propriétés des matériaux et la géométrie de la structure d'un dispositif plasmonique.

Fullwave peut modéliser avec précision des matériaux diélectriques et magnétiques, aussi bien que les matériaux anisotropes, dispersifs, et non linéaires.

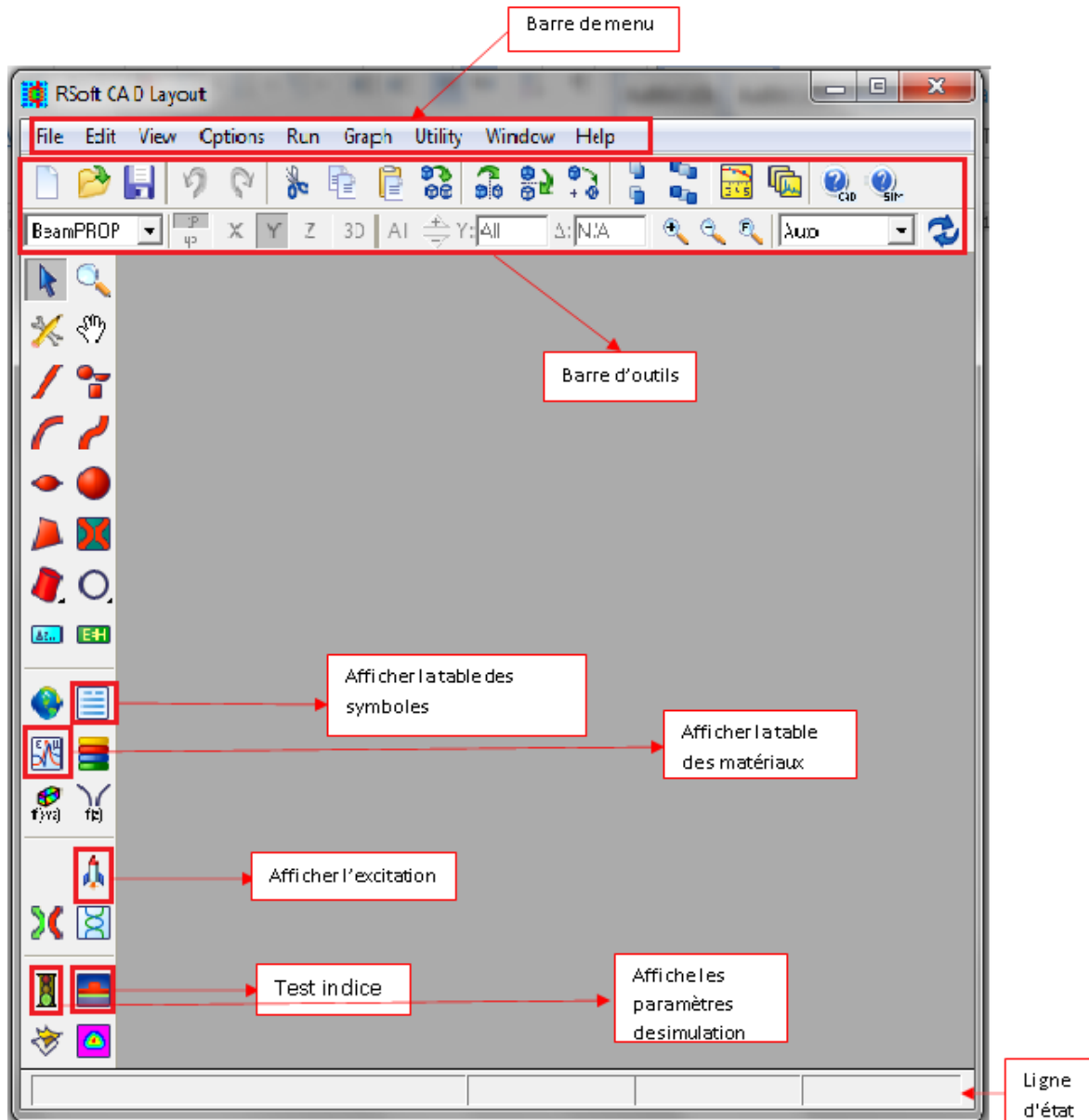
#### **3.3.2.b Implémentation FDTD sous full wave :**

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 [78].

### **3.4. Les étapes de simulation d'un guide d'onde :**

#### **3.4.a Présentation de la fenêtre CAD :**

La fenêtre de programme de Rsoft CAD comporte une barre de menus en haut de la fenêtre, une barre d'outils avec des icônes juste en dessous, une autre barre d'outils le long du bord gauche de la fenêtre et une ligne d'état en bas de la fenêtre. Ces menus et icônes CAO permettent des opérations d'édition standard ainsi que d'autres fonctions courantes. [79]



**Figure III .2:**Fenêtre principale du programme R-Soft CAD

**3.4.b.Créer un nouveau circuit :**

Pour créer une structure ; on ouvre l'interface du logiciel Rsoft CAD une fois le logiciel ouvert, cliquez sur l'icône Nouveau circuit (l'icône la plus à gauche dans la barre d'outils supérieure) ou choisissez Fichier / Nouveau dans le menu. La boîte de dialogue de démarrage apparaîtra comme indiqué sur la Figure III.3 où les informations de base sur la structure et l'outil de simulation à utiliser.

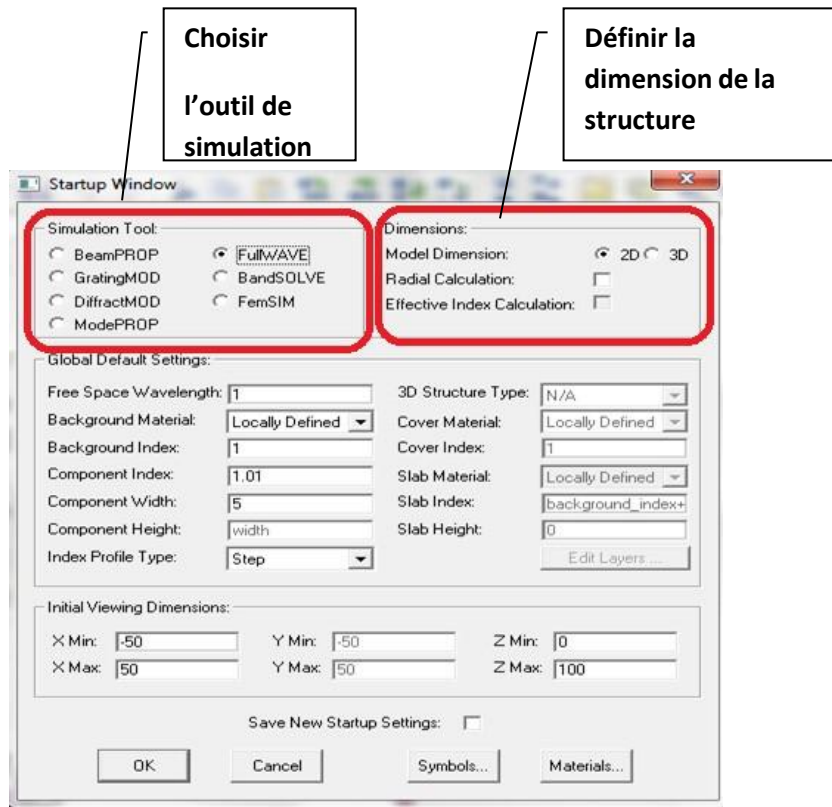


Figure III.3 : La boîte de dialogue de démarrage qui apparaît chaque fois qu'un nouveau circuit est créé et demande des informations de base sur le circuit à modéliser.

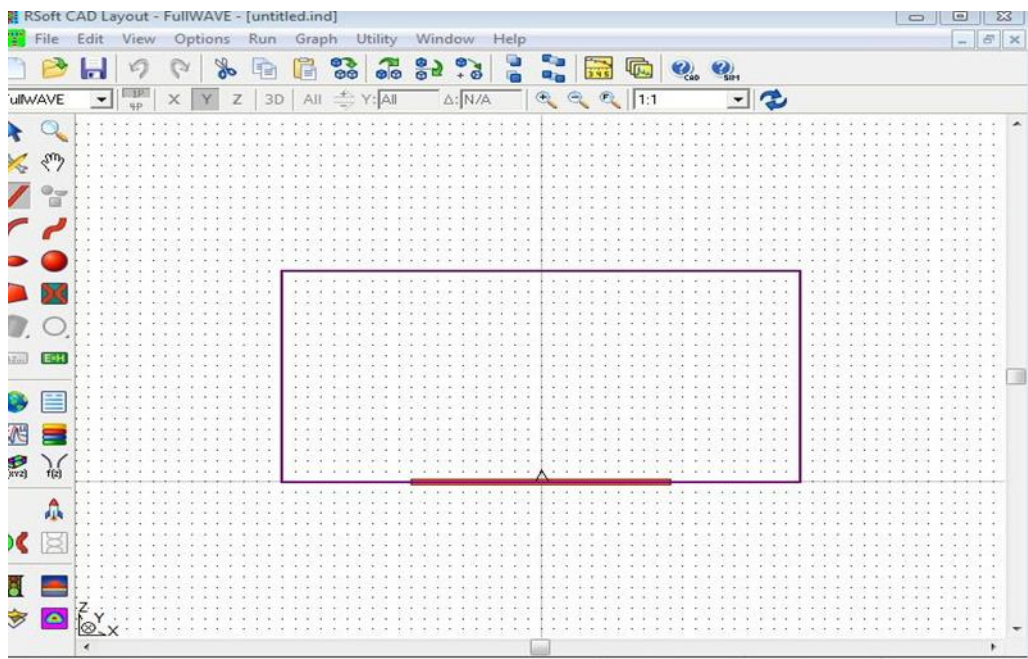
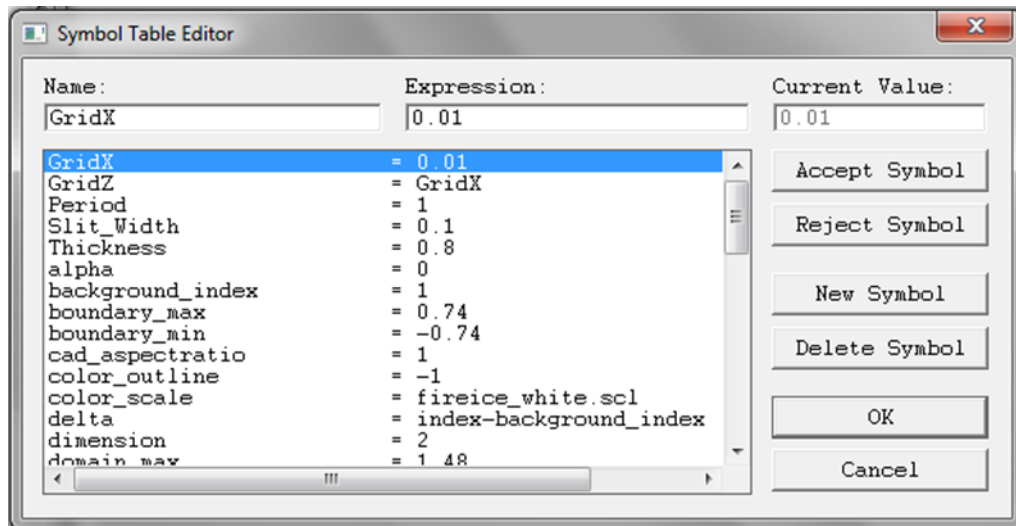


Figure III.4 : Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit

### 3.5. Déterminations des variables:

Cliquer sur L'icône de (Edit symboles) dans la fenêtre de CAD figure1. Ceci ouvrira (symbole Table Editor) comme montré dans la figure III.5

Pour placer les divers paramètres de la structure, et définir plusieurs variables tels que la période, le rayon, l'indice de réfraction

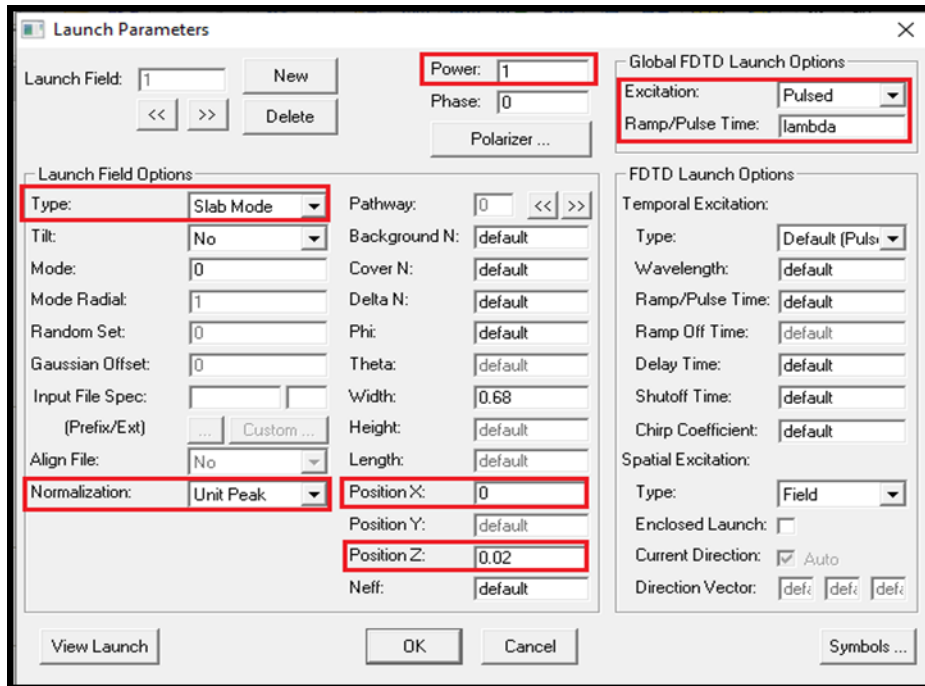


FigureIII.5: l'éditeur du Tableau de symbole.

### 3.6.Boite de dialogue“Launch parametrs”:

Cliquer sur l'icône  (Edit Launch Field) dans la fenêtre de Rsoft CAD. Apparaître

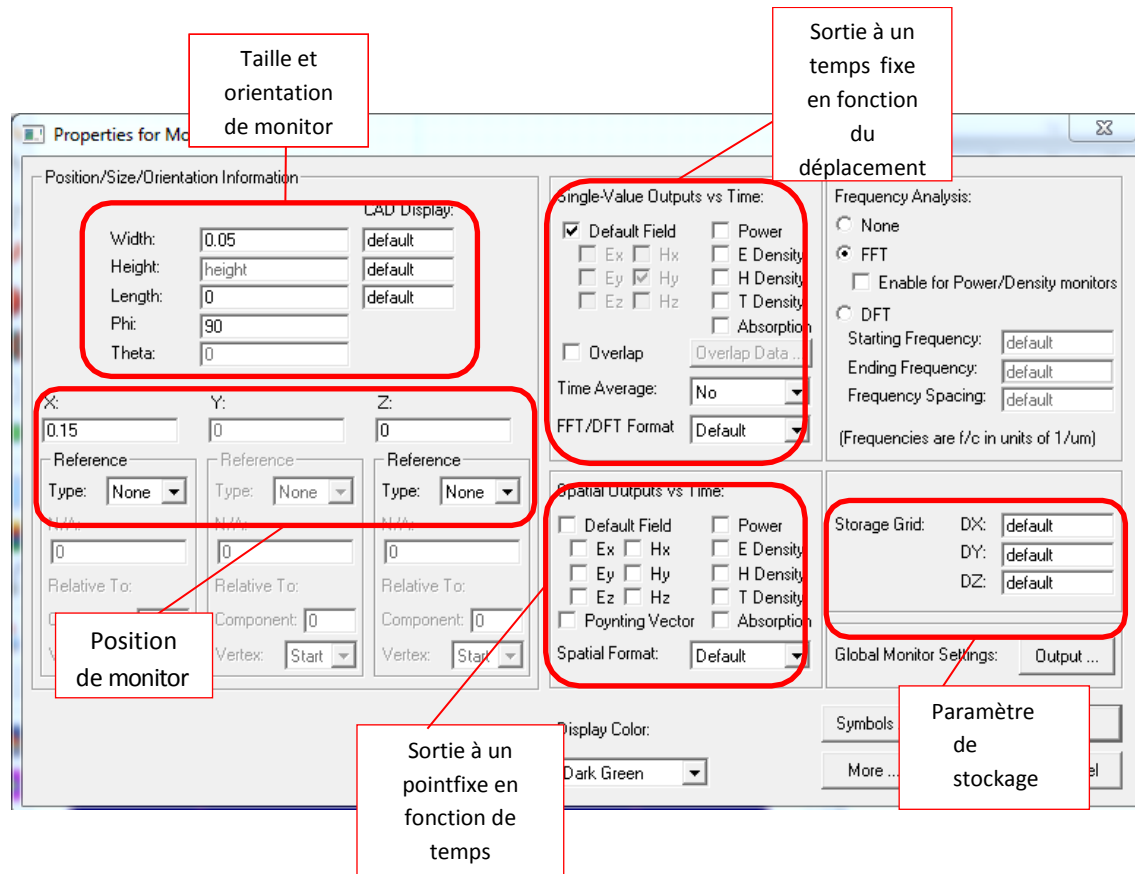
l'éditeur de lancer s'ouvre (Figure III.6). Ce la fenêtre crée les paramètres de lancer (type de lancer, le angle, largeur, la position suivent x et y,...).



**Figure III.6 :** Définition des paramètres du Launch Field.

### 3.7.Les Moniteurs

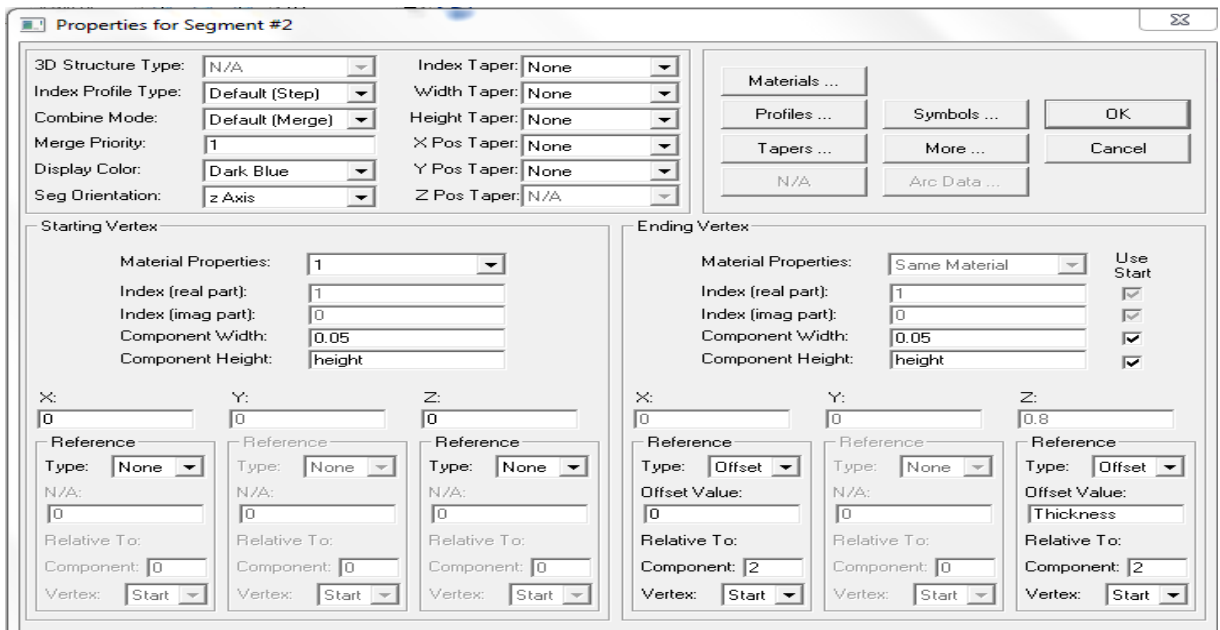
On a les types de sortie qu'un moniteur FullWAVE peut produire marqué sur la figure(III.7), puis les étapes pour créer un moniteur



*Figure III.7: La boîte de dialogue des propriétés du moniteur*

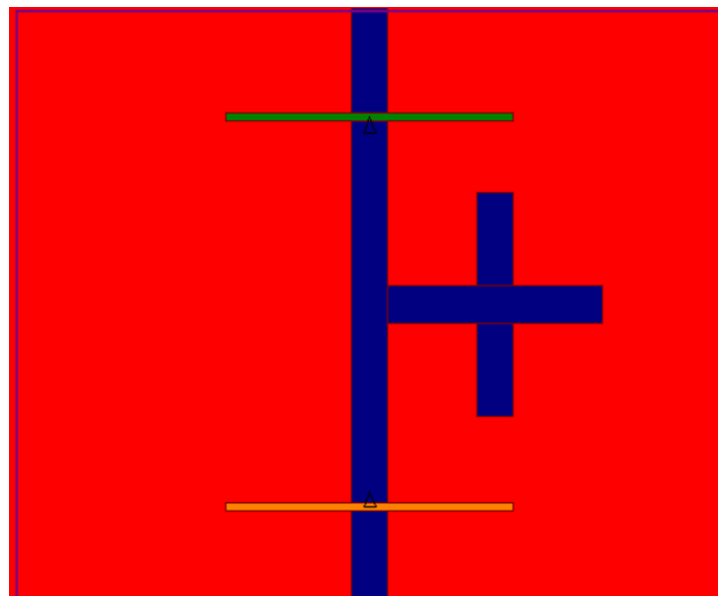
### 3.8. Création de la structure dans le CAD Rsoft :

Pour créer une structure plasmonique dans l'interface de CAD, la manière la plus facile est d'employer des multiples utilités de disposition qui sont incluse avec FullWAVE dans la Barres des outils. Cliquez sur n'importe quelle forme dans la barre d'outils et appuyez au milieu de la page du programme. La figure apparait sur la page, Puis cliquez sur le bouton droit de la souris pour afficher la fenêtre d'informations figure III .8



**Figure III .8:** Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant dans la structure

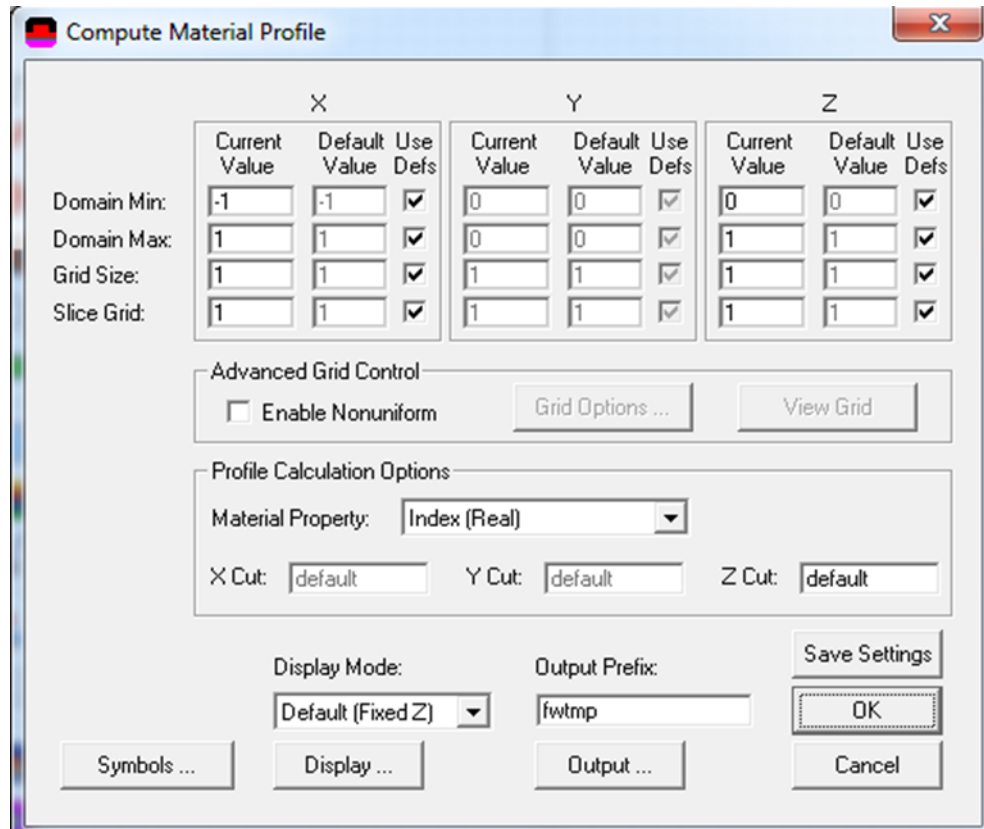
Après l'introduction des différentes données (merge Priority ,Material Properties , dimensions OX-OZ ... etc.).On clique sur le bouton OK pour obtenir la structure qui apparait sur dans la figure III.9



**Figure III.9:** Structure d'un guide onde couplé avec cavité de la forme plus (+)

### 3.8.1. Définition des variables :

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 X



*Figure III.10: (a) fenêtre de compute material Profil*

### 3.9. REALISATION D'UNE SIMULATION

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. On va choisir Pulsed et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier( figure III.11).

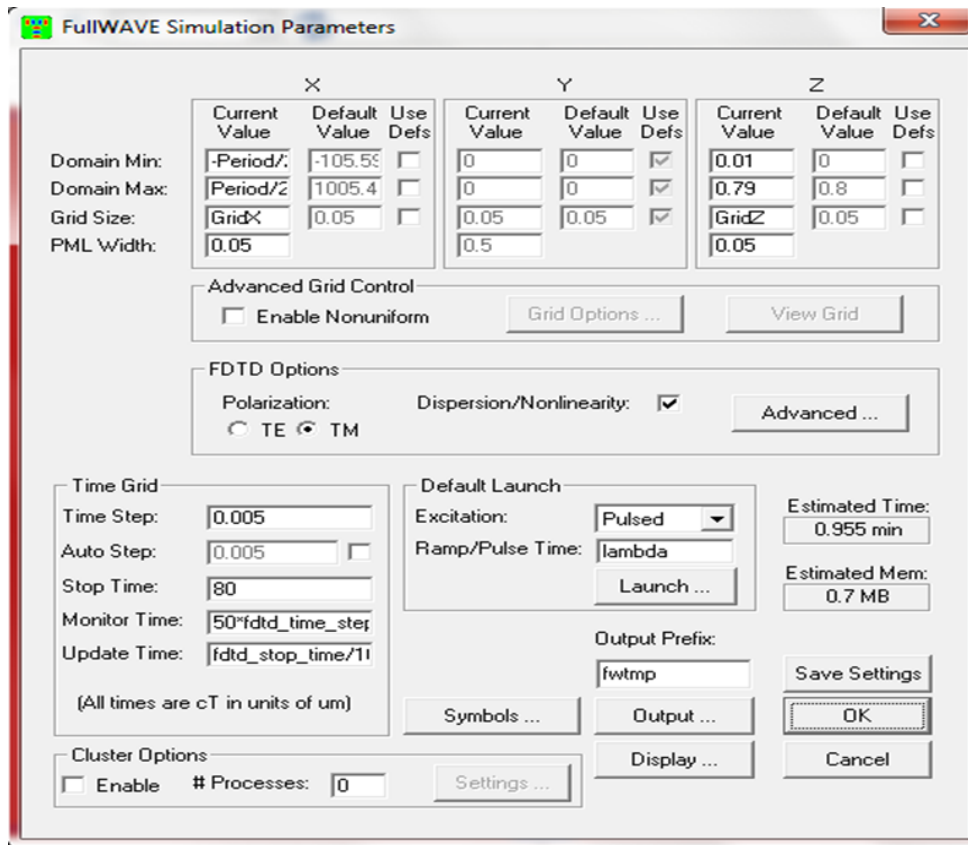


Figure III.11 : La fenêtre de paramètres de simulation Full WAVE

### 3.9.1. Lancement de la simulation :

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

### 3.9.2. Lecture des résultats:

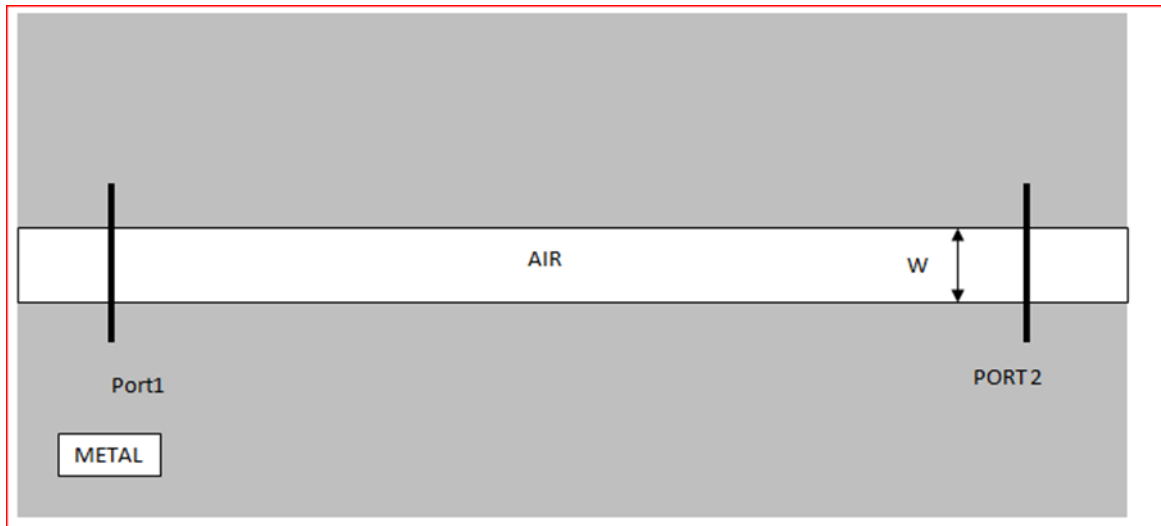
Afin de regarder ou imprimer les résultats de simulation ,on clique sur l'icône de Win PLOT dans la barre des outils supérieur de la fenêtre de CAD, et on choisit le graphe désiré à partir du dialogue qui est présenté

### 3.9.3. Simulation et résultats:

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, nous avons utilisé full-wave pour la simulation numérique. 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  $\Delta X$  et  $\Delta Z$ . 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

### 3.10. Etude de 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.

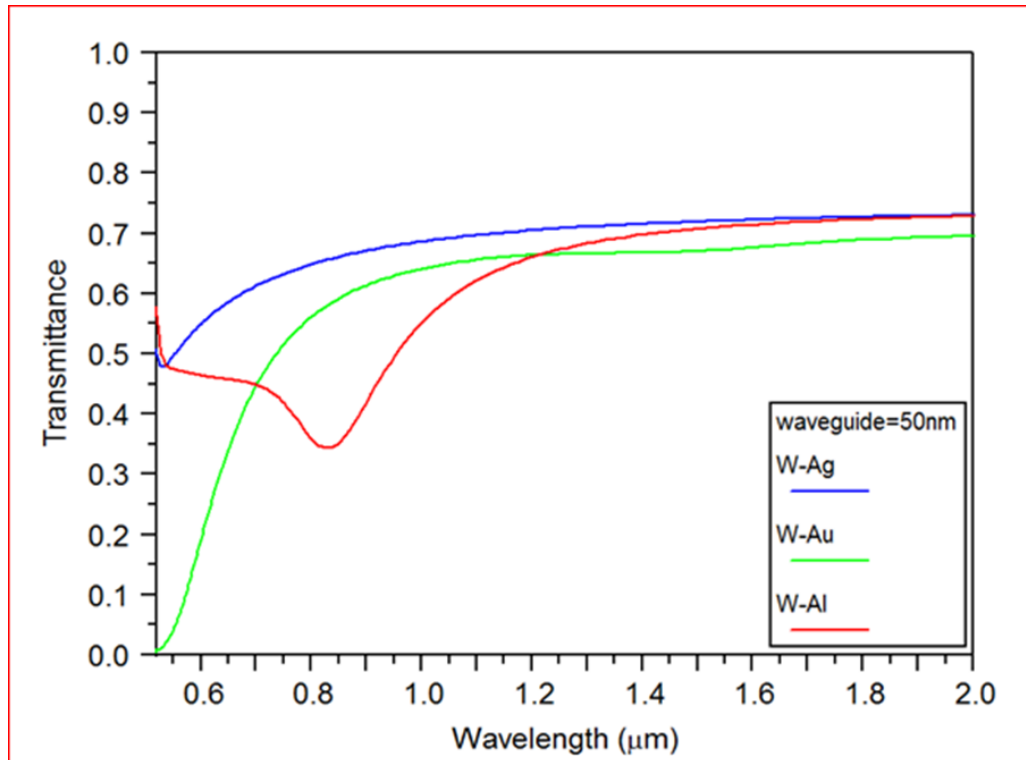


**Figure III.12** :Guide d'onde plasmonique

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

Les spectres de transmission obtenue pour le différent type des métaux dans le Figure III. 13.

Les resultats 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. Les valeur de la transmission pour chaque métal dans le Tableau III 1.



**Figure III.13:** Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux

Métal	Transmission%
Argent (Ag)	72%
Or (Au)	65%
Aluminium (Al)	63%

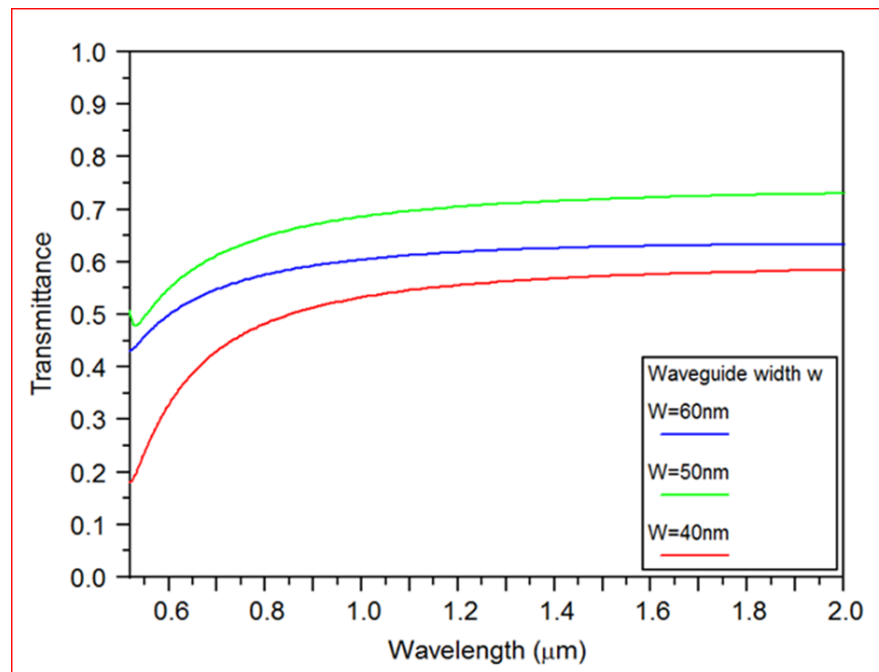
**Tableau III. 1:** La valeur de transmission pour différents métaux.

### 3.11. Epaisseur de la guide

Dans cette manipulation, le métal est de l'argent. Ensuite nous avons étudié l'effet de la variation de l'épaisseur du guide d'onde entre l'intervalle de [40,60nm] avec pas 10nm.

Les spectres de transmission obtenue pour différent largeur de guide d'onde dans la figure III.14.

La valeur exacte de la transmission pour chaque épaisseur de la guide dans le tableau III. 2



**Figure III.14:** Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde.

<b>Epaisseur de la guide nm</b>	<b>Transmission%</b>
40 nm	53%
50 nm	60%
60nm	73%

**Tableau III. 2:** La valeur de transmission pour différent largeur de guide d'onde.

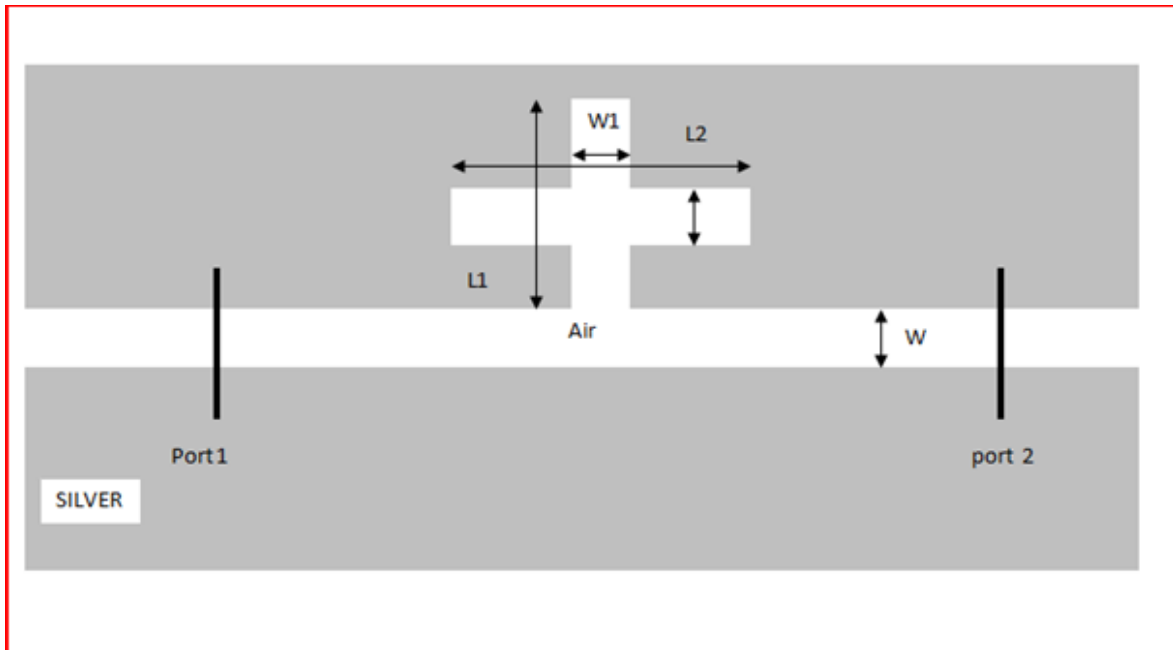
A partir les résultats on remarque que la meilleur valeur de l'épaisseur W est 50 nm.

### **3.12. Structure GUIDE/CAVITE (couplage) :**

#### **A) Couplage GUIDE-CAVITE (FORME PLUS ):**

la structure proposée est un guide d'onde couplé avec une cavité de forme plus avec les paramètres suivante (figure III.15 ):

- Largeur de cavité W1
- Longeurs de cavité L1 et L2
- L'épaisseur du guide onde  $w=50\text{nm}$



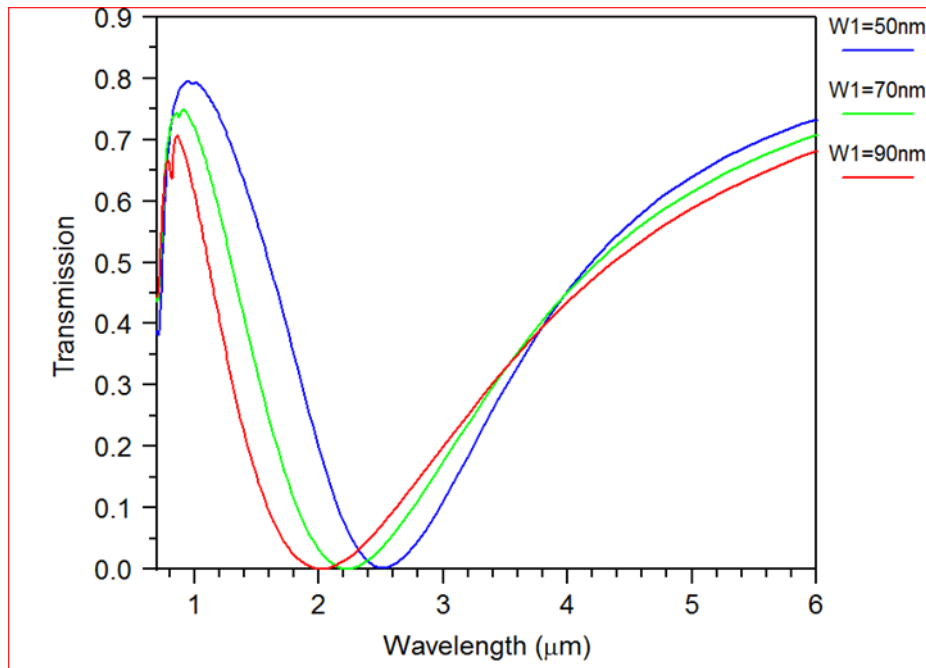
**Figure III.15** : Structure plasmonique2D

### A .1 Etude paramétrique :

#### A .1 .1.L'effet de W1 :

Afin que regarder l'effet du paramètre de la largeur  $w_1$ , nous simulant la structure précédente lorsque les paramètres géométriques  $L_1$  et  $L_2$  sont fixé à 300 nm avec la variation de la valeur  $w_1=[50\text{nm}-90\text{nm}]$  avec incréments de 20 nm.

La Figure III.15 représente les spectres de transmission simulés pour différents valeurs  $w_1$ . Avec l'augmentation de la valeur  $w_1$  on remarque que la transmission spectrale de la cavité diminue. Donc la valeur optimale pour  $W_1$  est 50 nm parce que elle prends la meilleur valeur de transmission 82%.

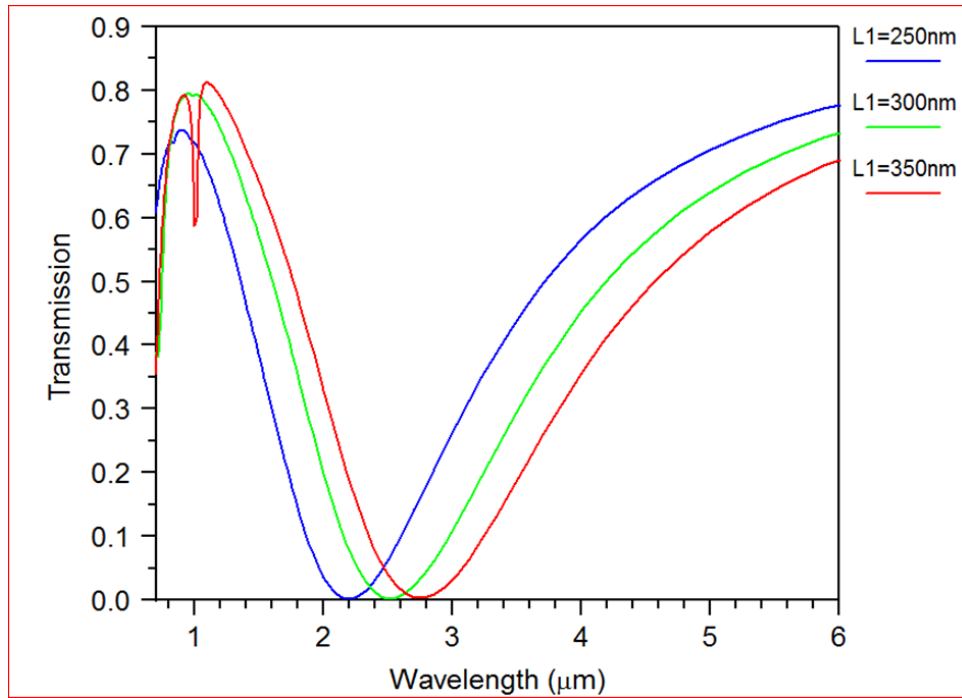


**Figure III.16:** spectre de transmission pour différentes valeurs de  $W1$ .

#### A.1.1.1. L'effet de $L1$ :

Pour étudier l'effet de variation  $L1$  sur le spectre de transmission de la cavité, on a fixé les valeurs  $W1$  et  $L2$  à 50 nm, 300 nm respectivement et on a varié la longueur de la cavité  $L1$  = [250 nm - 350 nm] avec des incréments de 50 nm.

La Figure III.17 représente les spectres de transmission simulés par la méthode FDTD pour différentes valeurs  $L1$ . À travers les résultats obtenus, on remarque que la valeur optimale de  $L1$  = 300 nm, parce qu'il nous donne le meilleur spectre de transmission.



**Figure III.17:** spectre de transmission pour différentes valeurs de L1.

#### A.1.3. L'effet de L2 :

Pour voir l'influence de la paramètre L2 sur les caractéristiques spectrales de la transmission, on a fixé les valeurs W1 et L1 à 50 nm, 300 nm respectivement et on a varié la longueur de la cavité L2.

Les résultats sur la figure III.18 illustrent les spectres de transmission simulés pour différentes valeurs de L2. L'analyse des spectres de transmission montre que la meilleure valeur de L2 = 300 nm, car elle nous donne le meilleur spectre de transmission, 80%.

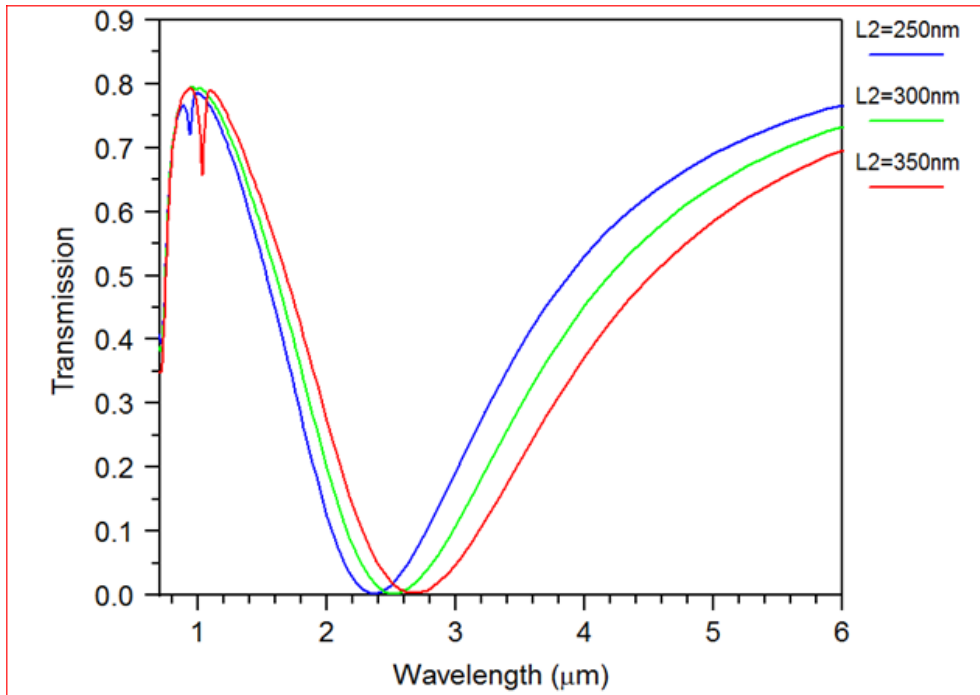
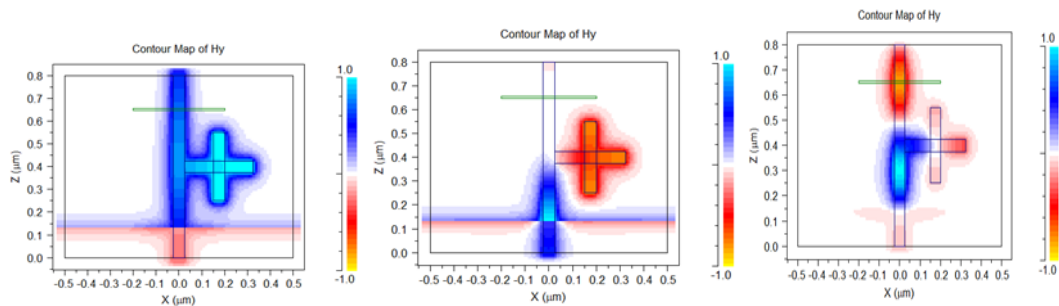


Figure III.18 :spectre de transmission pour différent valeur de L2.

on remarque que la meilleur valeur de  $L2 = 300 \text{ nm}$  parce que elle prends la meilleur valeur du trasmission 80%

**Distribution de champ magnétique :**

La figure III.19 presente la distribution de champ magnétique à deffirente valeur de langueur d’onde  $\lambda = 0.95\mu m$  , $\lambda = 2.5\mu m$  et  $\lambda = 6\mu m$  respectivement .On remarque que le champ confiné dans le cavité à la longueur d’onde  $\lambda = 2.5\mu m$  et propager dans le guide d’onde à les longueurs d’ondes  $\lambda = 0.95\mu m$  et  $\lambda = 6\mu m$

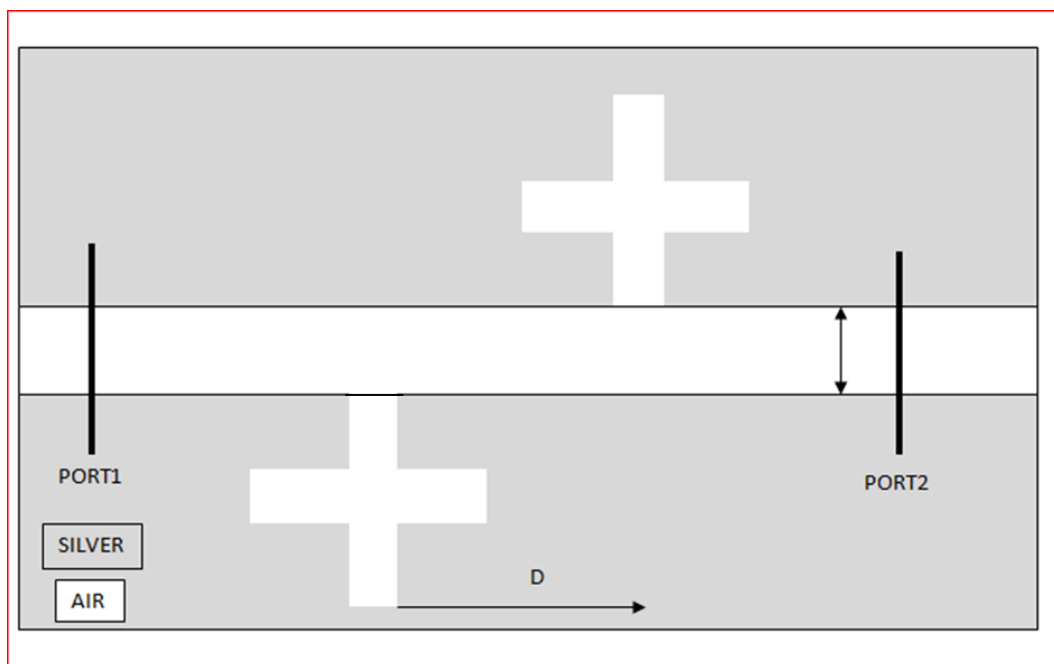


**Figure III.19:** la distribution de champ magnétique a) à  $\lambda = 0.95\mu m$  b) à  $\lambda = 2.5\mu m$  c) à  $\lambda = 6\mu m$

### 3.13.Amélioration de la Structure :

#### A) couplage guide- deux cavité (forme plus ) :

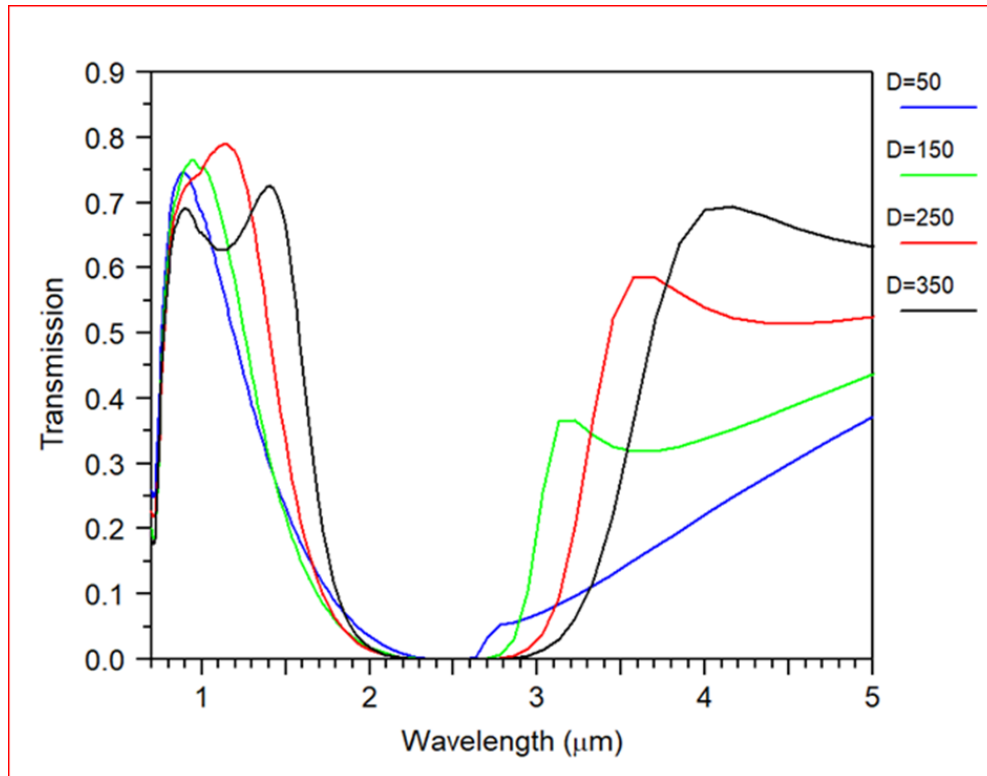
Pour améliorer la performance de ce filtre c.-à-d obtenir un filtre de type coupe band avec large bande interdite on a ajoute une autre cavité de l'autre coté après nous étudierons l'effet de la distance entre leurs .voir la figure III.20 .



**Figure III.20:** Structure plasmonique à deux cavité( forme plus )

la figure III. 21 est présenté la transmission spectrale de la structure étudié pour des différentes valeurs de distance  $D$  . On remarque que pour augmenter la valeur  $D$  la bande passante à la coté de la bande interdite et la bande interdite sont augmenter.

Donc la valeur optimale pour la distance  $D = 350$  car il nous donne une meilleur bande passante à la gauche et à la droite de la bande interdite .les valeurs exacte de la largeur de la bande interdite à différentes valeurs de  $D$  dans le tableau III .3.



**Figure III. 21** :Transmission spectrale du coupe-bande filtre à différentes valeurs de D

La distance D	La largeur de la bande interdite
50nm	350 nm
150nm	650nm
250nm	700nm
350nm	800nm

**Tableau III .3** : La largeur de la bande interditeà différentes valeurs de D

**B) couplage guide- trois cavité (forme plus ) :**

Dans la dernière étape, nous avons ajouté une troisième cavité à la structure précédente où la distance entre la deuxième et la troisième cavité est de 350 nm pour augmenter la largeur de bande interdite (voir **Figure III.22**), et les résultats de transmission spectrale dans le cas de trois cavités et deux cavités sont représentées sur la **Figure III.23**

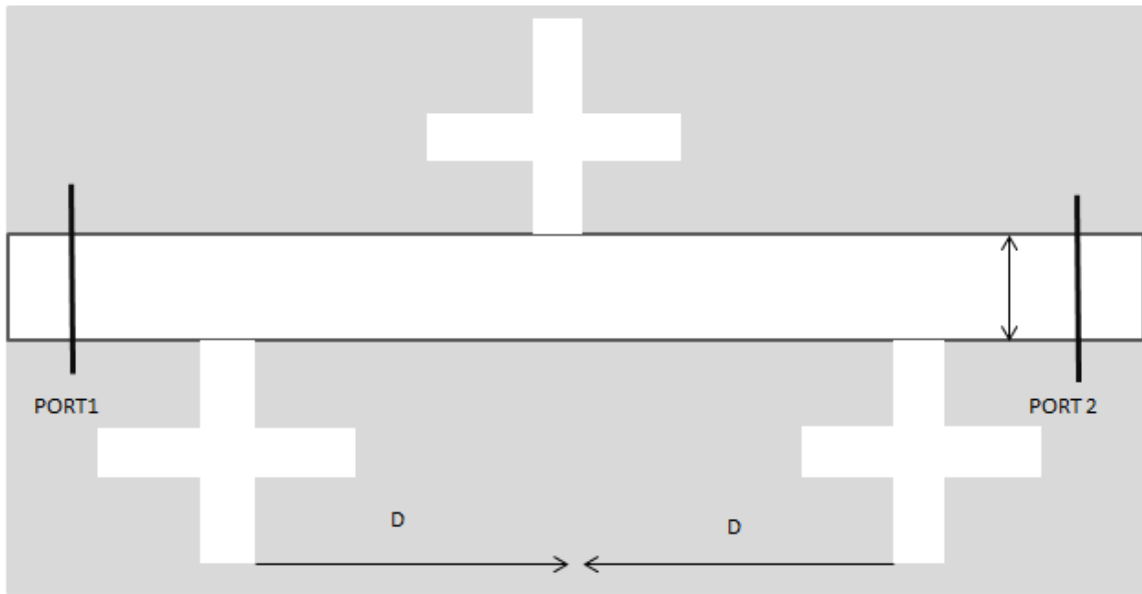


Figure III.22: Structure plasmonique à trois cavités (forme plus )

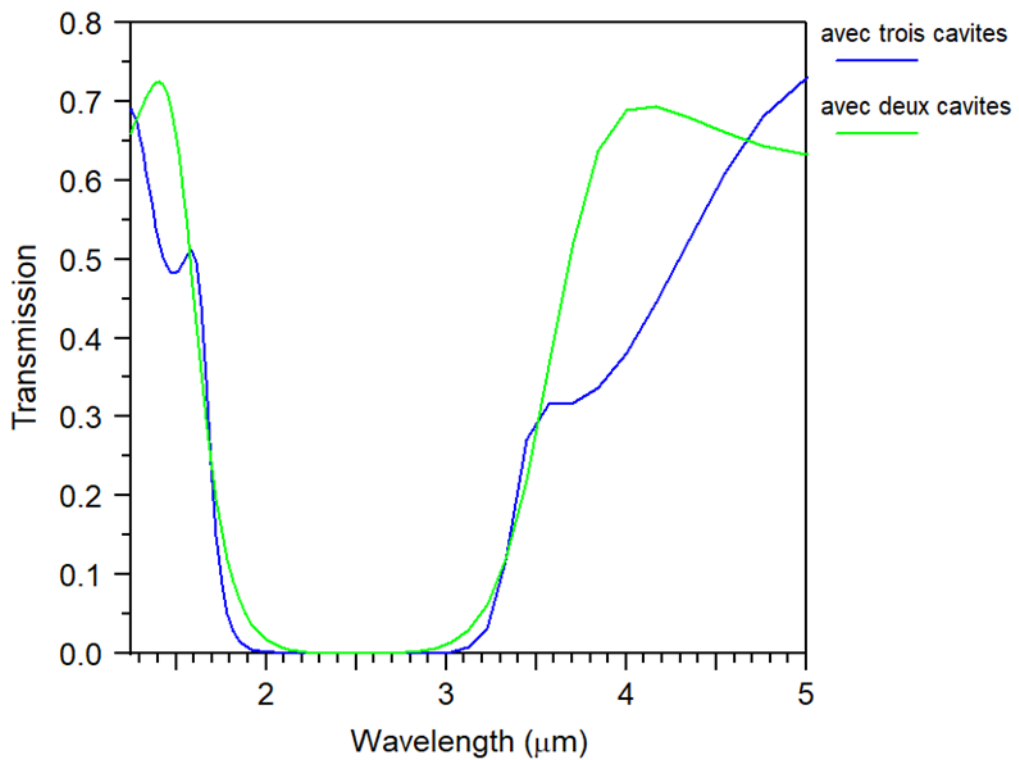


Figure III.23: Comparaison entre les spectres de transmission avec deux et trois cavités de forme plus.

Les résultats montrent que lorsque la troisième cavité est ajoutée, la largeur de bande interdite est augmentée et cela améliore la fonction de filtre.

### 3.14. Conclusion

Le troisième chapitre est divisé en deux parties. La première partie commence par une étude des différentes méthodes utiles pour la modélisation des plasmoniques et notamment la FDTD puis nous décrivons ses avantages, ensuite nous présenterons un aperçu sur le logiciel "Rsoft CAD" nous préciserons de ses outils (en choisissant le simulateur FULL WAVE). La deuxième partie présente les résultats de simulation concernant l'étude des guides d'ondes et des cavités plasmoniques en changeant les paramètres géométriques et physiques dans le but d'améliorer la transmission.

Nous avons ensuite étudié le couplage guide cavité. L'optimisation a pour rôle d'améliorer la qualité de transmission et avoir une bonne résultat à la sortie de port de couplage guide cavité forme plus. L'analyse des spectres de transmission de cette structure montre que la longueur de résonance décale en fonction de la variation de les longueurs  $L1$  et  $L2$  et la transmittance diminue avec l'augmentation de  $W1$ . Enfin, nous arrivons à une structure composée de trois cavités de forme plus avec le changement de distance  $D$  entre deux cavités. les résultats montrent que la structure qui correspond à trois plus donne une filtre coupe-band avec très bonne transmission.

## Conclusion Générale :

Ces dernières années, les chercheurs ont noté que grâce à la conception correcte de l'interface métallique isolante, on peut créer des plasmons de surface avec la même fréquence que les ondes électromagnétiques externes, mais avec une longueur d'onde beaucoup plus courte. Grâce à ce phénomène, il sera possible de guider des plasmons le long de fils nanométriques qui transmettront des informations à l'intérieur d'un microprocesseur.

Au chapitre I ,nous commencerons par un bref historique de la nourriture plasmonique. Après avoir rappelé les concepts généraux de la plasmonique et leurs différents types et applications, nous concentrerons notre étude sur les plasmons de surface en citant leurs caractéristiques. Par la suite, la relation de dispersion des plasmons de surface sera décrite ainsi que la relation de couplage plasmon-lumière. Dans la dernière section du chapitre, nous proposerons quelques applications basées sur le principe de résonance plasmonique de surface.

Le chapitre II sera consacré à l'affichage des filtres optiques. Nous commencerons par introduire quelques concepts généraux des filtres et des filtres actifs et de leurs types, puis nous expliquerons les filtres optiques, et en particulier les filtres optiques avec résonance annulaire (filtre add/drop). Ensuite, nous proposerons deux catégories de structures MIM et IMI pour le filtrage, l'application plasmonique plus spécifiquement, les filtres optiques à base plasmonique et à la fin nous avons parlé de cavités optiques.

Le dernier chapitre a été consacré à la simulation de structures désiré depuis un guide jusqu'à le couplage guide cavité, en utilisant le simulateur RSoft, le module Fullwave et Présentation des résultats de simulation pour l'étude des routeurs d'ondes et des cavités plasmoniques en modifiant les paramètres techniques et physiques afin d'améliorer la transmission

Puis nous avons étudié le couplage du guide de cavité. L'amélioration a un rôle à jouer dans l'amélioration de la qualité de la transmission . L'analyse des spectres de transmission de cette structure montre que la longueur de résonance décale en fonction de la variation de les longueurs  $L1$  et  $L2$  et la transmittance diminue avec l'augmentation de  $W1$ . Enfin, nous arrivons à une structure composée de trois cavités de forme plus avec le changement de distance  $D$  entre deux cavités.

D'après les résultats obtenus, on peut remarquer la qualité de transmission est bien augmenté après l'optimisation de la structure référence ce type de structure avec une triple cavité est bien connu qu'il a une bonne transmission.

## Références Bibliographiques :

- [1] M.I. Stockman, et al. « Roadmap on Plasmonics », *J. Optics*, vol. 20, p. 043001, 2018.
- [2] Cyrille Billaudeau, Stéphane Collin, Fabrice Pardo, Nathalie Bardou et JeanLucPelouard, Contrôle de l'émission et de l'absorption de lumière dans les guides plasmoniques nanostructures.
- [3] F.Z. Zou, X. Pan, W. Luo, B. Yan, « Multiple-channel plasmonic filter based on metal-Insulator-Metal waveguide and fractal theory », *Plasmonics*, vol.12, pp. 1589-1594, 2017.
- [4] M. Kwon, J. Shin, J.H. Lee, « Metal-insulator-silicon-insulator-metal waveguide splitters with large-arm separation », *J. Lightwave Technology*. vol.33, pp. 3843–3849, 2015.
- [5] Z. Lu, R. Yang, R.A. Wahsheh, M.A.G. Abushagur, « Nanoplasmonic couplers and modulators based on metal-insulator-metal structures », *Proceeding of SPIE 7604, Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies*, vol. 7604, p.760419, 2010.
- [6] M. Danaie, A. Geravand, « Design of low-cross-talk metal–insulator–metal plasmonic waveguide intersections based on proposed cross-shaped resonators », *J. Nanophotonics*, vol. 12, pp. 1-40, 2018.
- [7] K. Li, M.I. Stockman, D.J. Bergman, « Self-similar chain of metal nano spheres as an efficient nanolens », *Phys. Rev*, vol. 91, pp. 227402-227405, 2003.
- [8] S. Yu, S. Wang, T. Zhao, J. Yu, « Tunable plasmonic system based on a slotted side-coupled disk resonator and its multiple applications on chip-scale devices », *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, vol. 212, pp. 164748-164755, 2020.
- [9] M. R. Rakhshani, « Refractive index sensor based on concentric triple racetrack resonators side coupled to metal–insulator–metal waveguide for glucose sensing », *J. Optical Society of America B*, vol. 36, pp. 2834-2842, 2019.
- [10] A. Lobnik, M. Turel, Š.K. Urek, « Optical chemical sensors: Design and applications », *Advances in Chemical Sensors: Edited by Prof. Wen Wan*, p. 358, 2012.
- [11] H. Horvath, *Trans. R. Soc* **147**, 145 (1857).

- [12] Wood, R. W., XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philos. Mag. Series 6* 1902, 4 (21), 396-402.
- [13] R. W. Wood, "XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum," *Philosophical Magazine Series 6* **4**, 396–402 (1902).
- [14] R. W. Wood, "Anomalous Diffraction Gratings," *Phys. Rev.* **48**, 928–936 (1935).
- [15] D. Pines, *Collective Energy Losses in Solids*, *Rev. Mod. Phys.* 28, 184-198 (1956).
- [16] S. L. Cunningham, A. A. Maradudin, and R. F. Wallis, Effect of a charge layer on the surface-plasmon-polariton dispersion curve, *Phys. Rev. B* 10, 3342 (1974).
- [17] D.L. Jeanmaire, R.P. van Duyne, *J. Electroanal. Chem.* 84, 120 (1977).
- [18] G.M. Albrecht, J.A. Creighton, *J. Am. Chem. Soc.* 99, 5215 (1977).
- [19] Rycenga, M.; Cobley, C. M.; Zeng, J.; Li, W.; Moran, C. H.; Zhang, Q.; Qin, D.; Xia, Y., Controlling the synthesis and assembly of silver nanostructures for plasmonic applications. *Chemical Reviews*, 111 (6), 3669-3712 (2011).
- [20] Z. Madadi, K. Abedi, G. Darvish, M. Khatir, « An infrared narrowband plasmonic perfect absorber as a sensor », *Optik*, vol. 183, pp. 670–676, 2019.
- [21] C. Bonnand. Couplage fort entre plasmons de surface et excitons de semiconducteur organique. PhD thesis, Université Claude Bernard (Lyon1), 2006.
- [22] H. Raether, *surfaces plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*, Springer-verlag, Berlin, Heidelberg, Germany, (1988) 40-117.
- [23] *Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy*, by Ricardo Aroca, Wiley, Chichester, (2006).
- [24] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature* 391, 667–669 (1998).
- [25] H. A. Bethe, "Theory of Diffraction by Small Holes," *Phys. Rev.* 66, 163–182 (1944).
- [26] M. Ives, T. M. Autry, S. T. Cundiff, and G. Nardin, "Direct imaging of surface plasmon polariton
- [27] Flavien Pillet « développement d'un outil d'analyse d'interactions moléculaires basé sur la résonance plasmonique de surface (SPRi) » thèse de doctorat, 15/12/2010, l'université de Toulouse.

- [28] ]Hafaid Imen « Etude physico-chimique de capteurs à base de nanomatériaux pour des applications biomédicales » thèse de doctorat, 26/06/2009, INSA Lyon.
- [29] Cédric Ayela « Micromembranes résonantes à actionnement et détection piézoélectriques intégrés pour la détection de molécules biologiques en temps réel » thèse de doctorat, 20 décembre 2007, l'université Toulouse III – Paul Sabatier.
- [30] F.Z. Zou, X. Pan, W. Luo, B. Yan, « Multiple-channel plasmonic filter based on metal-Insulator-Metal waveguide and fractal theory », *Plasmonics*, vol.12, pp. 1589–1594, 2017
- [31] M. BENDJEBBOUR, «Caractérisation d'une structure hétérogène multicouche Application à la génération des modes plasmoniques,» p. 9, 2011
- [32] Document Web adresse :  
<http://www.elektronique.fr/cours/filtre/filtres.php>
- [33] D. G. Rabus and M. Hamacher, "Optical Filter and Laser Applications using Micro Ring Resonators," Second Online Symposium for Electronic Engineers (OSEE), [www.techonline.com](http://www.techonline.com) (July 2001)
- [34] H. Sakai et G.A. Vanasse, *J. Opt. Sot. Am.* 56 (1966) 357.
- [35] A. Amiri Faghani, E. Yaghoubi, E. Yaghoubi, Triple-channel glasses-shape nanoplasmonic demultiplexer based on multi nanodisk resonators in MIM waveguide, *Optics* 237 (2021), 166697, <https://doi.org/10.1016/J.IJLEO.2021.166697>.
- [36] X. Yao, Wavelength demultiplexing in metal–insulator–metal plasmonic waveguides, [Http://Dx.Doi.Org/10.1142/S0217984914500250](http://Dx.Doi.Org/10.1142/S0217984914500250). 28 (2014).  
[https:// doi.org/10.1142/S0217984914500250](https://doi.org/10.1142/S0217984914500250)
- [37] N. Amoosoltani, N. Yasrebi, A. Farmani, A. Zarifkar, A plasmonic nano-biosensor based on two consecutive disk resonators and unidirectional reflectionless propagation effect, *IEEE Sens. J.* 20 (2020) 9097–9104, <https://doi.org/10.1109/JSEN.2020.2987319>
- [38] M.T.H. Azar, M. Zavvari, A. Arashmehr, Y. Zehforoosh, P. Mohammadi, Design of a high-performance metal–insulator–metal plasmonic demultiplexer, [〈Https:// Doi.Org/10.1117/1.JNP.11.026002〉](https://doi.org/10.1117/1.JNP.11.026002) . 11 (2017) 026002. <https://doi.org/10.1117/1.JNP.11.026002>.
- [39] G. Zhan, H. Liang, J. Luo, R. Liang, R. Zhao, Asymmetric band-pass plasmonic nanodisk filter with mode inhibition and spectrally splitting capabilities, *Vol. 22, Issue*

8, Pp. 9912-9919, Opt. Express 22 (2014) 9912–9919, <https://doi.org/10.1364/OE.22.009912>

[40] D. Xiang, W. Li, MIM plasmonic waveguide splitter with tooth-shaped structures, <Http://Dx.Doi.Org/10.1080/09500340.2013.879933>. 61 (2014) 222–226. <https://doi.org/10.1080/09500340.2013.879933>

[41] Q Li, T Wang, Y Su, M Yan and M Qiu, Opt. Express 18, 8367 (2010).

[42] B. E. Little et al., “Filter Synthesis for periodically coupled microring resonators,” Opt. Lett., vol. 25, no. 5, pp. 344-346, (March2000).

[43] J. A. Dionne, L. A. Sweatlock, A. Polman, and H. A. Atwater, Phys. Rev. B72, 075405 2005and references therein

[44] For a comprehensive review of surface plasmon properties, see H. Raether, Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings Springer-Verlag, Berlin, 1988

[45] V. Almeida, Q. Xu, C. Barrios, and M. Lipson, Opt. Lett. 29, 12092004

[46] E. N. Economou, Phys. Rev.182, 539 1969.

[47] R. Zia, M. D. Selker, P. B. Catrysse, and M. L. Brongersma, J.Opt. Soc. Am. A21, 2442 2004.

[48] P. B. Johnson and R. W. Christy, Phys. Rev. B 6, 4370 1972.

[49] D.D. Smith, H. Chang, K.A. Fuller, A.T. Rosenberger, R.W. Boyd, Coupledresonator-induced transparency, Phys. Rev. A 69 (2004) 063804

[50] H. Qin, M. Ding, Y. Yin, Induced transparency with optical cavities, Adv. Photonics Res. (2020) 2000009.

[51] D.D. Smith, H. Chang, Digest of the LEOS summer topical meetings biophotonics/optical interconnects and VL SI photonics/WBM microcavities, 2004

[52] C. Zheng, X. Jiang, S. Hua, L. Chang, G. Li, H. Fan, M. Xiao, Controllable optical analog to electromagnetically induced transparency in coupled high-q microtoroid cavities, Opt. Express 20 (2012) 16.

[53] B.-B. Li, Y.-F. Xiao, C.-L. Zou, X.-F. Jiang, Y.-C. Liu, F.-W. Sun, Y. Li, Q. Gong, Experimental controlling of Fano resonance in indirectly coupled whispering-gallery microresonators, Appl. Phys. Lett. 100 (2012) 2.

- [54] Y.-F. Xiao, M. Li, Y.-C. Liu, Y. Li, X. Sun, Q. Gong, Asymmetric Fano resonance analysis in indirectly coupled microresonators, *Phys. Rev. A* 82 (2010) 6.
- [55] C. Wang, X. Jiang, G. Zhao, M. Zhang, C.W. Hsu, B. Peng, A.D. Stone, L. Jiang, L. Yang, Electromagnetically induced transparency at a chiral exceptional point, *Nat. Phys.* 16 (2020) 334–340.
- [56] H. Jing, S.K. Ozdemir, Z. Geng, J. Zhang, X.Y. Lu, B. Peng, L. Yang, F. Nori, Optomechanically-induced transparency in parity-time-symmetric microresonators, *Sci. Rep.* 5 (2015) 9663.
- [57] J. Zhang, B. Peng, Ş.K. Özdemir, K. Pichler, D.O. Krimer, G. Zhao, F. Nori, Y. x. Liu, S. Rotter, L. Yang, A phonon laser operating at an exceptional point, *Nat. Photonics* 12 (2016) 479–484
- [58] I.S. Grudinin, H. Lee, O. Painter, K.J. Vahala, Phonon laser action in a tunable two-level system, *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 083901.
- [59] J. Yang, C. Qian, X. Xie, K. Peng, S. Wu, F. Song, S. Sun, J. Dang, Y. Yu, S. Shi, J. He, M.J. Steer, I.G. Thayne, B.-B. Li, F. Bo, Y.-F. Xiao, Z. Zuo, K. Jin, C. Gu, X. Xu, Diabolical points in coupled active cavities with quantum emitters, *Light Sci. Appl.* 9 (2020) 6.
- [60] S.K. Ozdemir, S. Rotter, F. Nori, L. Yang, Parity-time symmetry and exceptional points in photonics, *Nature Mater.* 18 (8) (2019) 783–798
- [61] B. Peng, S.K. Ozdemir, M. Liertzer, W. Chen, J. Kramer, H. Yilmaz, J. Wiersig, S. Rotter, L. Yang, Chiral modes and directional lasing at exceptional points, *Proc Natl Acad Sci U S A* 113 (25) (2016) 6845–6850.
- [62] H. Lü, C. Wang, L. Yang, H. Jing, Optomechanically induced transparency at exceptional points, *Phys. Rev. Appl.* 10 (2018) 014006.
- [63] L. Chang, X. Jiang, S. Hua, C. Yang, J. Wen, L. Jiang, G. Li, G. Wang, M. Xiao, Parity-time symmetry and variable optical isolation in active-passive-coupled microresonators, *Nat. Photonics* 8 (2014) 524–529.
- [64] Parity-time-symmetric whispering-gallery microcavities, *Nat. Phys.* 10 (2014) 5.
- [65] B. Peng, S.K. Özdemir, S. Rotter, H. Yilmaz, M. Liertzer, F. Monifi, C.M. Bender, F. Nori, L. Yang, Loss-induced suppression and revival of lasing, *Science* 346 (2014) 6207.
- [66] C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone, J.D. Joannopoulos, M. Soljac, Bound states in the continuum, *Nat. Rev. Mater.* 1 (2016) 9
- [67] A.A. Bogdanov, K.L. Koshelev, P.V. Kapitanova, M.V. Rybin, S.A. Gladyshev, Z.F. Sadrieva, K.B. Samusev, Y.S. Kivshar, M.F. Limonova, Bound states in the continuum

and Fano resonances in the strong mode coupling regime, *Adv. Photonics* 1 (2019) 016001.

[68] H. Friedrich, D. Wintgen, Interfering resonances and bound states in the continuum, *Phys. Rev. A* 32 (1985) 3231–3242.

[69] Y. Sato, Y. Tanaka, J. Upham, Y. Takahashi, T. Asano, S. Noda, Strong coupling between distant photonic nanocavities and its dynamic control, *Nat. Photonics* 6 (2012) 56–60.

[70] C.M. Gentry, M.A. Popović, Dark state lasers, *Opt. Lett.* 39 (2014) 14.

[71] Z.L. Deng, F.J. Li, H. Li, X.P. Li, A. Alù, Perfect diffraction metagratings supporting bound states in the continuum and exceptional points, 2021, arXiv.

[72] K.S.Yee, « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media », *IEEE Trans. Antennas and propagation*, vol. 14, pp. 302-307, 1966.

[73] A. Taflove, M. Brodwin, « Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations », *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 23, pp. 623-630, 1975.

[74] H. Mahdi, «modélisation par la méthode fdtd des plasmons de surface localisés,» (2012)..

[75] Abri BadouatHadjira, « étude et conception des micro composants à base desgristaux pH otoniques bidimensionnels », thèse de doctorat, université de telemcen, (2012).

[76] RSoft Design Group, Inc, « BandSolve 4.1 User Guide », license 16847214, 1999-2008.

[77] Rsoft Design Group, Inc, « FullWAVE 6.1 User Guide », license 16847214, 1999-(2008).

[78] G. d. d. I. «. R. –. », 2014.09..

[79] Rsof tcad 7.0 user guide Rsoftdesing groupe.Inc.400 executive B/ vd suite 100 ossining

Ny10562, (1993-2006).