

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 TECHNOLOGIE
FILIERE : TELECOMMUNICATION
OPTION : SYSTEME DE
TELECOMMUNICATION

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par : - BIZET Achraf Fayçal

- BOUCHOUACHI Marouan

Etude de la transmission dans les
structures MIM plasmonique pour
l'application en télécom

Soutenu devant le jury composé de :

Prof. Djamel KHEDROUCHE	Université de M'sila.	Président
Prof. Abdesselam HOCINI	Université de M'sila.	Encadreur
Dr. Ahlem HARHOUZ	Université de M'sila	Co-Encadreur
Dr. Ahmed KAHLOUCHE	Université de M'sila.	Examineur

Année universitaire : 2019 /2020

DEDICACE

Je tiens c'est avec grand plaisir que je dédie ce modeste travail :

A l'être le plus cher de ma vie, mes parents.

A mes chers frères et sœurs.

A tous mes amis de promotion 2020 master system de télécommunication, et toute Personne
qui occupe une place dans mon cœur.

A tous les membres de ma famille et toutes les personnes qui mon aidée a mon carier.

Merci à tout

Marouan

DEDICACE

A mes chers parents, pour tous leurs sacrifices, leur amour, leur tendresse, leur soutien et leurs prières tout au long de mes études.

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire,
Que ce travail soit l'accomplissement de vos vœux tant allégués, et le fruit de votre soutien
infaillible,

Merci d'être toujours là pour moi.

ACHRAF

REMERCIEMENT

Avant tout, nos remerciements en premier lieu, à DIEU qui nous a donné la foi, le courage et la patience de parvenir à finir ce modeste travail

Nous tenons à remercier particulièrement nos parents ; notre succès demeuré loin le fruit de leurs longues années de sacrifices et de patience

Nous tenons à exprimer nos remerciements à notre promoteur **Prof. Abdesslam HOCINI** pour ses conseils ; ses précieux commentaires qui nous ont permis de surmonter nos difficultés, et de progresser dans cette présente étude. Nos remerciements s'adressent à tous les membres du jury qui ont accepté de juger notre travail.

Nos remerciements vont aussi, **Dr. Ahlam HARHOUZ** pour la documentation, l'accompagnement tout au long de ce travail. 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

SOMMAIRE

Sommaire	I
Listes des figures.....	IV
Liste des tableaux	VII
Listes des équations.....	VIII
Listes des Abréviations	IX
Introduction général	1
CHAPITRE I.....	4
I. 1. INTRODUCTION.....	4
I.2. Etat de l'art des plasmons de surface	4
I. 3. Plasmonique et nano-optique.....	5
I. 3. 1. Plasmon-polariton et plasmon de surface	5
A. Les plasmons de volume:	6
B. Les plasmons de surface :.....	7
□ Définition :	7
□ Plasmons de surface délocalisés.....	8
□ Plasmon de surface localisé.....	8
I.4. Le métal parfait	8
I.4. 1. Modèle de Drude (P. Drude, 1900).....	8
I.4. 2. Fonction diélectrique du métal parfait :	9
I.4. 3. Dispersion spectrale et fréquence de plasmons :.....	11
I.4. 4. Perte d'énergie et fréquence plasmons :.....	12
I.4. 5. Principe de l'excitation de plasmon de surface.....	12
I. 5. Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface.....	14
I. 5. 1. Couplage par prisme	14
I. 5. 2. Couplage par réseau de diffraction	15
I. 5. 3. Couplage par ondes optiques guidées	17
I. 5. 4. Pointe champ proche :.....	17
I. 6. Conclusion	18

CHAPITRE II.....	19
II. 1. Introduction.....	19
II. 2. Guide d'onde plasmonique.....	19
II. 3. Guides plasmoniques : développements récents.....	19
II. 3. 1. Film métallique.....	19
II. 3. 2. Ruban métallique.....	21
II. 3. 3. Ruban diélectrique sur un film métallique.....	22
II. 3. 4. Guide métal/diélectrique/métal.....	22
II. 3. 5. Canal en forme de sillon métallique.....	23
II. 3. 6. Chaînes de nanoparticules métalliques.....	24
II. 3. 7. Composants optiques pour plasmons de surface.....	24
II. 4. Composantes optiques pour plasmons de surface.....	25
II. 4. 1. capteur d'indice de réfraction basé sur un résonateur annulaire couplé à un guide d'ondes métal-isolant-métal.....	25
II. 4. 2. démultiplexeur basé sur un résonateur en anneau couplé à un guide d'ondes plasmonique- métal-isolant-métal fonctionnant dans le spectre proche infrarouge.....	26
II. 4. 3. Filtres plasmonique.....	30
II. 5. Application du plasmon de surface (SPR).....	31
II. 5. 1. Imagerie optique haute résolution (SNOM champ proche optique).....	31
II. 5. 3. Photodétection ultrarapide.....	32
II. 5. 4. Cellules photovoltaïques.....	33
II. 5. 5. La diffusion Raman exalté de surface (SERS : Surface enhanced Raman scattering).....	34
II. 5. 6. SPR pour la détection et mesures en biophysique.....	34
II. 5. 7. Récolte de lumière plasmonique.....	35
II. 5. 8. Détecteurs et capteurs plasmoniques avec graphène.....	35
III. 6. Conclusion.....	36
CHAPITRE III.....	37
III.1 Introduction.....	37
III.2. Outil de simulation et méthode.....	37
III.2.1. Méthode des différences finies temporelles (FDTD).....	37
III.2.2. Principe de la méthode.....	37
III.3. Présentation du logiciel R-soft CAD.....	38
III.3.1. Définition.....	38
III.3.2. Modules de simulation associés.....	38
□ Outil de simulation Full WAVE.....	39
III.3.3. Implémentation FDTD sous Full WAVE.....	39

III.4. Les étapes de simulation.....	39
III.4.1. Déterminations des variables.....	42
III.4.2. Réglage Lancer «Edit Launch Field».....	43
III.4.3. Vérifier de structure.....	44
III.4.4. Réalisation d'une simulation.....	45
III.4.4.1. Lancement de la simulation.....	46
III.4.4.2. Lecture des résultats	46
III.5. Simulation et résultats	46
III.5.1 Guide d'onde	46
<input type="checkbox"/> Etude de Métal.....	46
<input type="checkbox"/> Epaisseur de la guide.....	47
III.5.2. structure guide/cavité (couplage)	49
A) Couplage guide-cavité circulaire.....	49
B) Couplage guide-cavité hexagonal	51
Guide-cavité un hexagonal.....	51
<input type="checkbox"/> Guide-trois cavité hexagonale	53
III.6. Conclusion.....	54
Conclusion General	55
Références	

LISTES DES FIGURES

Figure I. 1: Représentation schématique de plasmon propagatif (SSP)	5
Figure I. 2: Représentation schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal.	6
Figure I. 3: représentation schématique de l'interface métal /diélectrique.....	7
Figure I. 4: Partie réelle de la fonction diélectrique d'un métal parfait selon l'équation I.13 Avec $\epsilon^\infty = 2,48; \omega_p = 13,6 \times 10^{16}$ (rad.s ⁻¹); $\omega_r = 7,62 \times 10^{13}$ (rad.s ⁻¹).....	11
Figure I. 5: Courbes de dispersion de SPs et d'une onde lumineuse progressive dans un milieu diélectrique.	13
Figure I. 6: Configurations les plus employées pour exciter une onde plasmon à partir d'une onde optique : (a) Couplage par prisme (méthode ATR), (b) Couplage par réseau de diffraction, (c) Couplage par un guide d'onde optique.	15
Figure I. 7: Ordres de diffraction d'un réseau.	16
Figure I. 8: Principe du couplage optique par un réseau de diffraction [18]	17
Figure II. 1: Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.	20
Figure II. 2: Allure du champ magnétique H_y pour les modes symétrique et antisymétrique du film métallique.	21
Figure II. 3: Ruban métallique déposé sur un substrat diélectrique. Il constitue un guide pour les modes de plasmons de surface couplés se propageant sur les interfaces du ruban.....	22
Figure II. 4: Ruban diélectrique d'indice ϵ_3 dans un milieu d'indice ($\epsilon_1 < \epsilon_3$) déposé sur une surface métallique. Les plasmons de surface restent confinés sous le guide d'onde diélectrique.	22
Figure II. 5: Couche diélectrique entre deux couches métalliques. Les plasmons de surface se propagent aux interfaces du diélectrique et des métaux avec un excellent confinement et une augmentation de l'indice effectif.....	23
Figure II. 6: Un guide plasmonique en forme de sillon métallique permet de guider l'énergie du mode avec un très fort confinement de la lumière: (à gauche) vue schématique, (à droite) photographie prise au microscope électronique à balayage [27].	23
Figure II. 7: Structure inversée du sillon métalliques ("Wedge channel plasmon polariton"). Le plasmon de surface se propage le long de l'arête métallique.....	24
Figure II. 8: Chaîne de nanoparticules métalliques déposées sur un substrat diélectrique.	24
Figure II. 9: Schéma du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM. S est la source dipolaire, r est le rayon du résonateur annulaire, d est la distance de couplage entre le guide d'ondes et l'anneau, et l est la distance entre l'extrémité scellée du guide d'onde	25
Figure II. 10: Spectre de transmission du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM	26

Figure II. 11: Illustration schématique du résonateur annulaire couplé au guide d'ondes MIM.	27
Figure II. 12: Échelle logarithmique de la distribution du champ électrique à $\lambda = 1310$ nm. L'intensité du champ électrique dans le port B est supérieure à celle du port A.	28
Figure II. 13: Échelle logarithmique de la distribution du champ électrique à $\lambda = 1530$ nm. L'intensité du champ électrique dans le port A est supérieure à celle du port B.	28
Figure II. 14: Vue latérale de la distribution de l'intensité du champ électrique à $\lambda = 1310$ nm. Notez que le champ électrique est normalisé au maximum du port B.	29
Figure II. 15: Vue latérale de la distribution de l'intensité du champ électrique à $\lambda = 1530$ nm. Notez que le champ électrique est normalisé au maximum du port A.	29
Figure II. 16: Spectre de transmission du port A et du port B en fonction de la longueur d'onde	29
Figure II. 17: Échelle logarithmique de la puissance intégrée sur la surface du moniteur à $\lambda = 1530$ nm. Le flux d'énergie dans le port A est supérieur à celui du port B.	30
Figure II. 18: Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et fruste le champ évanescent afin de le détecter.	32
Figure II. 19: Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).	33
Figure II. 20: (a) Schéma du photodétecteur de graphène, avec un balayage laser à travers la jonction graphène-métal. (b) Schéma d'un heptamère d'or unique placé entre deux feuilles de graphène monocouche, où la polarisation est utilisée pour doper électriquement le graphène. (c) Schéma du montage expérimental pour biocapteur plasmonique avec prisme chalcogénure, multicouches d'or et de graphène.	36
Figure III 1:Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.	40
Figure III 2:La fenêtre de démarrage (startup Window)	41
Figure III 3:Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.	42
Figure III 4:l'éditeur du Tableau de symboles.	43
Figure III 5:Boite de lancer «Edit launch field».	43
Figure III 6:(a) fenêtre de compute material Profil (b) distribution d'indice de réfraction.	44
Figure III 7:La fenêtre de paramètres de simulation	45
Figure III 8:guide d'onde plasmonique.	46
Figure III 9:spectre de transmission d'un guide d'onde pour différents métaux.	47
Figure III 10:spectre de transmission pour différentes largeurs de guide d'onde.	48
Figure III 11:variation de ΔT (transmission) en fonction de l'épaisseur du guide d'onde.	48
Figure III 12:couplage deux guides cavité circulaire.	49
Figure III 13:spectre de transmission de structure deux guide cavité circulaire.	50
Figure III 14:spectre de transmission pour différentes valeurs de r.	50
Figure III 15:spectre de transmission pour différentes valeurs de d.	51
Figure III 16:Le diagramme schématique de la structure avec $L = 450$ nm, $g = 10$ nm et $w = 50$ nm.	52
Figure III 17:Spectres de transmission simulés de Structure basés sur la cavité hexagonale.	52

Figure III 18:Le diagramme schématique de la structure avec $L_1= 450$ nm et $L_2=205$ nm, $L_3=62.5$ nm, $g = 10$ nm et $w = 50$ nm.....	53
Figure III 19:Le Spectre de transmission de la cavité à trois hexagones.	53
Figure III 20:représentation spectrale pour les différents structures.....	54

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I. 1: Pulsation plasmon et facteurs d'amortissement de différents métaux	12
Tableau I. 2: Energies $E=\hbar\omega_p$ des plasmons de volume calculé pour différents métaux, (hypothèse des électrons libre).....	12
Tableau II 1: Geometrical parameters of structure.....	27
Tableau III 1: transmission par rapport les différents métaux.....	47

LISTES DES EQUATIONS

Equation I. 1	6
Equation I. 2	7
Equation I. 3	9
Equation I. 4	9
Equation I. 5	9
Equation I. 6	10
Equation I. 7	10
Equation I. 8	10
Equation I. 9	10
Equation I. 10	10
Equation I. 11	10
Equation I. 12	11
Equation I. 13	11
Equation I. 14	11
Equation I. 15	12
Equation I. 16	15
Equation I. 17	16
Equation I. 18	16
Equation I. 19	16
Equation I. 20	17
<u>Equation</u> III. 1	37
<u>Equation</u> III. 2	37
Equation III. 3	37
Equation III. 4	38
Equation III. 5	38

LISTES DES ACRONYMES

SPP : Surface Plasmon Polariton

LSPR : Localized Surface Plasmon Resonance

SSP : Spoof surface plasmon

SPR : résonance de plasmon de surface

MKSA: equation de Maxwell

EELS: Electron Energy Loss Spectroscopy

SPs/PS : plasmons de surface

ATR : Attenuated Total Réflexion

SPR : Résonance plasmonique de surface

SP: plasmon de surface

SNOM: Scanning Near-field Optical Microscope

PSTM : Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique

a-SNOM: apertureless SNOM

SERS: Surface enhanced Raman scattering

FO-SPR : fibre optique basé sur la résonance des plasmons de la surface

TM/TE: Transverse magnetic /electric

FHWM: full width at half maximum

FDTD : différences finies dans le domaine temporel

MIM: métal – isolant – métal.

INTRODUCTION GENERAL

Introduction général

La lumière est un bon véhicule pour l'information. Les fibres optiques parcourent le globe et guident des signaux lumineux qui acheminent quantités de données. Cette capacité a conduit certains chercheurs à envisager que des dispositifs photoniques – qui canalisent et manipulent la lumière visible et d'autres ondes électromagnétiques – puissent un jour remplacer les circuits électroniques dans les microprocesseurs.

Malheureusement, la taille et les performances des dispositifs photoniques sont soumises à la limite de diffraction : en raison des interférences des ondes lumineuses, le diamètre d'une fibre optique doit être au moins égal à la moitié de la longueur d'onde lumineuse employée. L'optoélectronique utilisera vraisemblablement des longueurs d'onde de l'infrarouge proche, c'est-à-dire de l'ordre de 1,5 micromètre ou 1 500 nanomètres. Le diamètre minimal d'une fibre optique est alors très supérieur à la taille des dispositifs électroniques les plus petits.

Depuis quelque temps, cependant, les physiciens étudient une nouvelle technique pour convoyer des signaux optiques à travers de minuscules structures nanométriques. Dans les années 1980, des expériences ont confirmé qu'en dirigeant des ondes lumineuses à l'interface d'un métal et d'un matériau diélectrique (un isolant, tel que l'air ou le verre), on pouvait sous certaines conditions induire une interaction résonante entre les ondes et les électrons libres de la surface du métal. Les oscillations des électrons à la surface du métal correspondent à celles du champ de l'onde électromagnétique incidente. Il en résulte des plasmons de surface, c'est-à-dire des ondes de densité d'électrons qui se propagent le long de l'interface, à la façon des vaguelettes qui parcourent la surface d'une mare lorsqu'on y jette un caillou.

Ces dernières années, des chercheurs ont remarqué qu'en concevant de façon appropriée l'interface métal-diélectrique, on peut créer des plasmons de surface ayant la même fréquence que les ondes électromagnétiques externes, mais avec une longueur d'onde beaucoup plus courte. Grâce à ce phénomène, il serait possible d'acheminer des plasmons le long de fils nanométriques qui transporteraient ainsi de l'information au sein d'un microprocesseur.

L'objectif de ce mémoire est la réalisation d'une structure pour l'optimisation la transmission dans les guides plasmonique en utilisant le logiciel de simulation FullWave développé par Rsoft, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

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

Le deuxième chapitre sera consacré pour l'utilisation des plasmons de surface, les différent guide plasmonique, plusieurs structures qui consiste au plasmon de surface, et quelque utilisation de plasmon de surface dans les différent domines.

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.

Enfin, nous terminerons notre travail par une conclusion générale

CHAPITRE I

Généralités sur les Plasmoniques

I. 1. INTRODUCTION

Les plasmons de surface sont des ondes qui se propagent le long de surface d'un conducteur. En modifiant la structure d'une surface du métal, les propriétés des plasmons de surface en particulier leur interaction avec la lumière -peuvent être sur mesure, ce qui offre la possibilité de développer de nouveaux types de dispositifs photoniques. Cela pourrait conduire à circuit photonique miniaturisés avec des échelles de longueur beaucoup plus petites que celles actuellement réalisées.

Les plasmons de surface sont explorés pour leur potentiel en optique sous-longueur d'onde, stockage de données, lumière génération, microscopie et biophotonique.

L'objectif de ce chapitre est de fournir les connaissances de base sur le domaine plasmonique. Nous étudierons les différents types des plasmons, sont propriétés, la création des plasmon, l'histoire de plasmon. Nous dériverons ensuite la relation de dispersion des plasmons de surface ainsi que la relation de couplage plasmon-lumière, et le choix de métal.

I.2. Etat de l'art des plasmons de surface

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 [1]. En 1935, R.W. WOOD publie un article plus complet découlant d'une multitude d'expériences et d'observations [2]. En 1938, U. Fano propose une approche particulièrement intéressante du problème, en impliquant des ondes évanescentes confinées au voisinage de l'interface diélectrique-métal [3]. En 1956 D. Pines enfin mettre un nom sur cette onde confinée [4].

En 1988, le livre posthume d'Heinz Raether fait une synthèse de l'effet de plasmon de surface, et devient très rapidement une référence pour tous ceux du domaine [5]. Le livre de Raether présente, entre autres, un exemple de réalisation de biosensor encore utilisé de nos jours, le dispositif Kretschmann-Raether mettant en œuvre un prisme avec une face métallisée par un fin dépôt, la face métallique servant alors de support à la propagation d'un plasmon de surface [6]. La forte sensibilité du plasmon à la variation d'indice d'un milieu devient alors un outil de mesure des variations d'un environnement [7], Enfin via des excitations de modes plasmoniques entre autres, nous verrons qu'il est possible d'obtenir des effets de transmission extraordinaire à travers un métal liés à l'effet de photon passe-muraille [8].

I. 3. Plasmonique et nano-optique

La plasmonique (nom donnée en 2000) [9] est une discipline à la frontière entre l'optique et la physique de la matière condensée [10]. Il est basé sur des processus d'interaction entre le rayonnement électromagnétique et les électrons de conduction aux interfaces métalliques ou dans de petites nanostructures métalliques, conduisant à une optique proche améliorée champ de dimension sous longueur d'onde [11]. On parle alors de plasmon propagatif ou SPP (Surface Plasmon Polariton). Dans les nanoparticules, l'onde plasmon prend une forme différente, on parle de plasmon localisé ou LSPR (Localized Surface Plasmon Resonance) [10].

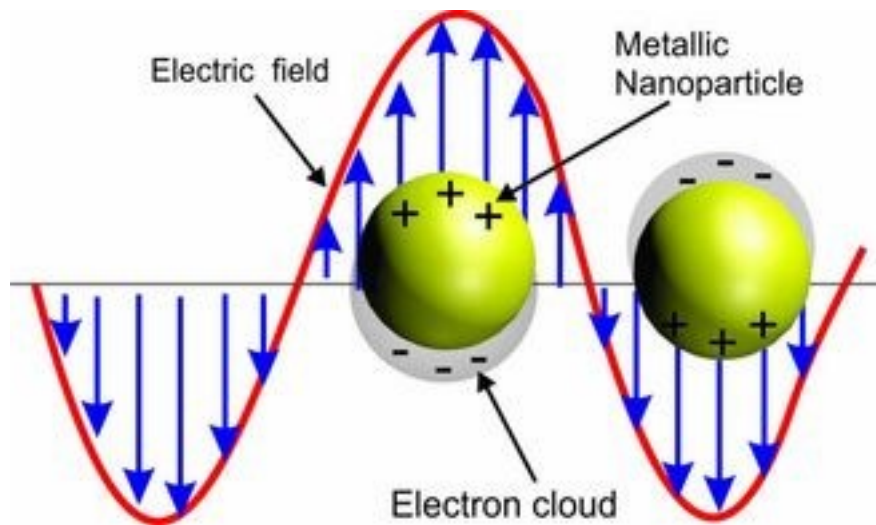


Figure I. 1: Représentation schématique de plasmon propagatif (SSP)

I. 3. 1. Plasmon-polariton et plasmon de surface

Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique, un couplage entre ce champ et la polarisation locale induite dans le matériau peut se produire. Cette excitation couplée est appelée polariton [12]. Les polaritons de plasmon de surface (SPP) sont des excitations électromagnétiques se propageant à l'interface entre un diélectrique et un matériau conducteur (généralement métallique) possédant des signes de la partie réelle de leurs permittivités diélectriques, confinés de manière évanescente direction perpendiculaire [13]. On utilise alors le terme de plasmon-polariton ou plus simplement plasmon [12].

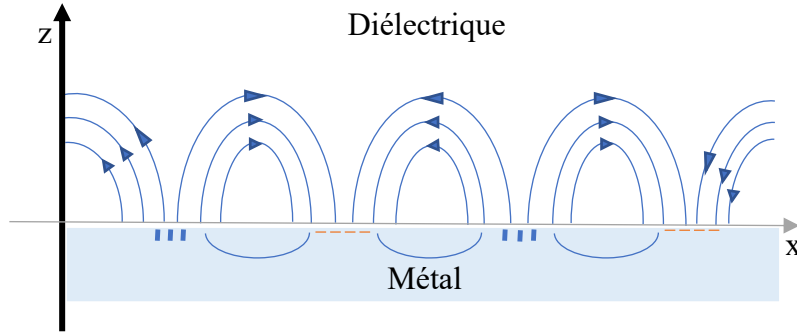


Figure I. 2: Représentation schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal.

L'énergie de ces plasmons (de volume) est typiquement de l'ordre de **10 eV** pour les métaux [12]. Signalons que les plasmons existent également dans les diélectriques. Ils constituent alors la quantification des oscillations du nuage d'électrons par rapport à l'ensemble des ions positifs et ils ont des énergies de l'ordre de **10 à 20 eV** [12].

Dans la littérature, on distingue différents types de plasmons, à savoir les plasmons de volume, de surface (localisés et délocalisés).

A. Les plasmons de volume:

Les plasmons de volume sont des oscillations de plasma quantifiées dans le volume d'un métal. Ces oscillations sont dues à l'existence de fluctuations spatiales et temporelles de la densité moyenne des charges dans le métal. Le quantum d'énergie associé à une oscillation élémentaire et qui constitue le plasmon de volume est défini par l'équation I.1

$$\hbar\omega_p = \hbar \sqrt{\frac{ne^2}{m_e \epsilon_0}} \quad \text{I. 1}$$

- ✓ n : est la densité d'électrons.
- ✓ e : la charge de l'électron.
- ✓ m_e : la masse de l'électron.
- ✓ ϵ_0 : la constante diélectrique du vide.

Les plasmons de volume peuvent être excités lorsqu'un électron traverse un film mince métallique ou se réfléchit sur ce film, mais ne peuvent se coupler avec la lumière.

B. Les plasmons de surface :

- **Définition:**

Les plasmons de surface sont des oscillations quantifiées de plasma. Ils existent à l'interface entre un milieu métallique, le plus souvent un métal noble, et un milieu diélectrique. L'oscillation collective des électrons qui les constitue coexiste avec le champ électromagnétique évanescents de chaque côté de l'interface. Un dispositif efficace et relativement simple d'excitation des plasmons de surface consiste à travailler en réflexion interne totale de lumière dans un prisme dont une face plane est recouverte d'une fine couche métallique. Ces ondes sont principalement exploitées en (bio) physique et en (bio) chimie au travers de la résonance de plasmon de surface (SPR). Ce dossier détaille le formalisme mathématique

Pour comprendre plus en détail le phénomène, nous proposons une approche via la résolution des équations de Maxwell à l'interface d'un diélectrique et d'un métal. La relation de dispersion à l'interface d'un métal semi infini Figure I.3 de permittivité $\epsilon_m = \epsilon'_m + i\epsilon_m''$ et d'un diélectrique de permittivité ϵ_d s'écrit :

$$\frac{k_{zm}}{\epsilon_m} + \frac{k_{zd}}{\epsilon_d} = 0 \quad \text{I. 2}$$

- ✓ k_{zm}/k_{zd} : les vecteurs d'onde parallèles à la direction z dans les milieux respectifs m (métal) et d (diélectrique).
- ✓ ϵ_m : permittivité métal
- ✓ ϵ_d : permittivité diélectrique

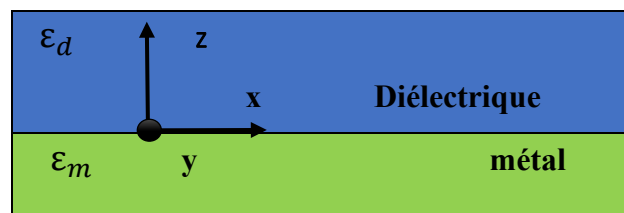


Figure I. 3: représentation schématique de l'interface métal /diélectrique.

Concernant les plasmons de surface, il faut distinguer :

- ❖ Les plasmons de surface localisés.
- ❖ Les plasmons de surface délocalisés.

- **Plasmons de surface délocalisés**

PS (plasmon de surface) 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 » [12].

- **Plasmon de surface localisé**

Sont des excitations localisées du plasma d'électrons à l'intérieur de petites structures d'une taille de quelques dizaines de nanomètres, 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 [14]. 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.

La propriété importante des plasmons localisés est le confinement, responsable de l'exaltation du champ électromagnétique au voisinage de la particule métallique ('hot spots'). Ceci est à la base de la théorie électromagnétique de l'effet SERS (Surface-Enhanced Raman Spectroscopy) [12].

I.4. Le métal parfait

I.4. 1. Modèle de Drude (P. Drude, 1900)

Dès 1900, les scientifiques connaissaient déjà le rôle que jouaient les électrons libres dans les métaux, en particulier sur les propriétés électriques et ceci seulement trois ans après leur découverte par J. J. Thomson (1897). Le concept développé dès lors était fondé sur la notion d'électrons libres sans interactions entre eux, s'animant dans un puits de potentiel constant, et soumis à la notion de temps de relaxation. Ce modèle, connu sous le nom de « modèle de Drude » a bien sur été affiné, corrigé et approfondi au cours des années. En particulier la statistique utilisée de type Maxwell-Boltzmann pour les calculs de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique des métaux, statistique issue de la théorie cinétique des gaz, s'est avérée inadaptée aux cas des électrons, et modifiée 30 ans plus tard par la statistique dite de Fermi-Dirac.

Néanmoins le modèle de Drude demeurera à la base de nombreuses théories ultérieures de l'état métallique et malgré ses limitations (quid du champ magnétique par exemple), il reste aujourd'hui un modèle simple et illustratif pour l'étude et la prévision des propriétés optiques des métaux.

Ce modèle, idéal donc, considère le métal comme constitué d'un gaz d'électrons libres de densité N dans un réseau d'ions fixes pour assurer la neutralité du système [12]. Suite à une perturbation électromagnétique, $\vec{E} = E_0 e^{-i\omega t} \vec{u}$ de pulsation $\omega (i = \sqrt{-1})$ les électrons vont s'écarter de leur position d'équilibre sous l'effet de la force électrostatique $\vec{F} = -e\vec{E}$ ($-e$ représente la charge de l'électron).

Si à cette force, on oppose un terme de frottement lié au libre parcours moyen des électrons dans le réseau d'ions, terme qui s'écrit alors $\vec{F}_f = -\left(\frac{m^*}{\tau}\right) \vec{v}$ avec

- ✓ τ : le temps de relaxation,
- ✓ m : la masse effective de l'électron
- ✓ \vec{v} : la vitesse de l'électron selon la direction
- ✓ \vec{u} : la position

$u(\omega)$ des électrons peut alors être décrite par une équation différentielle du second ordre dont la solution est donnée par les équations I.3 et I.4 :

$$\mathbf{u}(\omega) = R_e[\tilde{\mathbf{u}}(\omega) \cdot e^{-i\omega t}] \quad \text{I. 3}$$

Avec $i = \sqrt{-1}$

$$\tilde{\mathbf{u}}(\omega) = E_0 \times \frac{e}{m} \times \frac{1}{\omega^2 + i\omega/\tau} \quad \text{I. 4}$$

I.4. 2. Fonction diélectrique du métal parfait :

Les oscillations électroniques imposées par le modèle de Drude doivent satisfaire les équations locales de l'électromagnétisme, caractérisées par les 4 équations de Maxwell (équation I.5 en MKSA) :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{d\vec{D}}{dt} \\ \mathbf{rot} \vec{E} &= -\frac{d\vec{B}}{dt} \end{aligned} \quad \text{I. 5}$$

$$div \vec{D} = \rho$$

$$div \vec{B} = 0$$

Où :

- ✓ \vec{E} : représente le vecteur champ électrique (V/m)
- ✓ \vec{B} : l'induction magnétique (Tesla)

✓ \vec{D} : le vecteur déplacement électrique (C/m²)

✓ \vec{H} : le champ magnétique (A/m²).

Rappelons que les deux dernières grandeurs sont introduites pour tenir compte des effets du champ sur la matière. Pour obtenir une détermination unique des champs vecteurs, nous devons alors introduire les équations suivantes dites « constitutives » (équation I.6) :

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{B} &= \mu \cdot \vec{H} = \mu_0 \cdot \vec{H} + \vec{M}\end{aligned}\tag{I.6}$$

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$$

✓ ϵ : la permittivité absolue (F/m)

✓ μ : la perméabilité (H/m)

✓ σ : la conductivité électrique (S/m)

✓ \vec{M} : la polarisation magnétique

✓ \vec{P} : la polarisation électrique

✓ ϵ_0 et μ_0 la permittivité et la perméabilité du vide respectivement.

En combinant ces différentes expressions, il vient l'équation d'onde suivante, déterminée pour un milieu non chargé ($0 = \rho$) (équation I.7) :

$$\Delta \vec{E} = \mu \epsilon \vec{E} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\tag{I.7}$$

Dans un milieu non magnétique $\mu = \mu_0$, constitué du gaz d'électrons libres du modèle de Drude, l'expression se simplifie pour prendre la forme de l'équation I.8 :

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\omega \left(i\omega \mu_0 \epsilon_0 \vec{E} + \mu_0 \mathbf{f} \right)\tag{I.8}$$

Qui peut encore s'écrire $\mu_0 \epsilon_0 c^2 = 1$:

$$\Delta \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \left[\mathbf{1} + i \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \cdot \frac{\tau}{\omega} \left(\frac{1}{1-i\omega\tau} \right) \right] \cdot \vec{E}\tag{I.9}$$

Où l'on reconnaît l'équation de propagation classique de la lumière dans un milieu de constante diélectrique complexe $\tilde{\epsilon}(\omega)$:

$$\Delta \vec{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon}(\omega) \cdot \vec{E}\tag{I.10}$$

Avec :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \mathbf{1} + i \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \cdot \frac{\tau}{\omega} \left(\frac{1}{1-i\omega\tau} \right)\tag{I.11}$$

I.4. 3. Dispersion spectrale et fréquence de plasmons :

Le couplage entre l'onde électromagnétique incidente et les oscillations collectives des électrons sera appelé un plasmon-polariton. Ces oscillations doivent satisfaire l'équation locale de Maxwell Ampère (équation I.12)

$$\text{rot}\vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = i\omega \times \tilde{\epsilon}(\omega)\vec{E} \quad \text{I. 12}$$

Comme il n'y a pas d'excitations magnétiques dans notre problème, on en déduit que les fréquences propres d'oscillation correspondent **au(x) zéro(s)** de la fonction diélectrique $\tilde{\epsilon}(\omega) = 0$. S'il s'agit d'électrons libres ayant des temps de relaxation très grand ($\tau \rightarrow \infty; \omega_t \approx 0$), il vient l'équation I.13 connue dans les métaux :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{I. 13}$$

Où $\omega_p = (4\pi n^2 e / m)^{1/2}$ est la pulsation plasma de volume (une valeur caractéristique du métal), ω est la fréquence angulaire. Pour les métaux nobles, la partie réelle de la permittivité ϵ_m est négative pour une pulsation inférieure à ω_p .

Si les électrons libres ne sont pas dans le vide mais que l'ensemble des charges positives possède une constante diélectrique que l'on notera ϵ^∞ , constante pour des fréquences nettement supérieures à ω_p , on pourra alors écrire l'équation I.14 :

$$\epsilon(\omega) = \epsilon^\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \epsilon^\infty \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right] \quad \text{I. 14}$$

Où l'on définit alors la pulsation plasmon comme

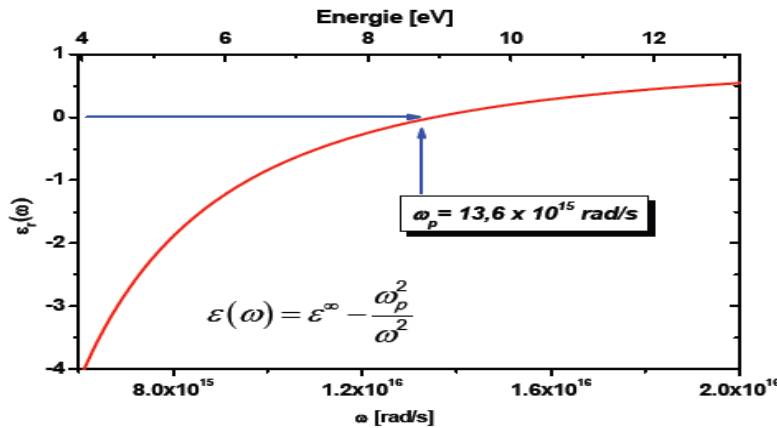


Figure I. 4: Partie réelle de la fonction diélectrique d'un métal parfait selon l'équation I.13

Avec $\epsilon^\infty = 2,48; \omega_p = 13,6 \times 10^{16} \text{ (rad.s}^{-1}\text{)}$; $\omega_r = 7,62 \times 10^{13} \text{ (rad.s}^{-1}\text{)}$

Le tableau suivant rassemble quelques valeurs de pulsations plasmon et de facteur d'amortissement de différents métaux⁴ :

Métal	$\omega_p (\times 10^{15} \text{rad. s}^{-1})$	$\omega_r (\times 10^{13} \text{rad. s}^{-1})$
Al	13,50	7,62
Ag	13,69	2,73
Au	13,71	4,05
Cu	6,03	5,56

Tableau I. 1: Pulsation plasmon et facteurs d'amortissement de différents métaux

I.4. 4. Perte d'énergie et fréquence plasmons :

On peut montrer qu'elle correspond à la pulsation d'une oscillation collective du gaz d'électrons. Cette oscillation, que l'on a aussi appelée plasmon de volume, est harmonique (équation I.1) et quantifiée d'énergie $E = \hbar\omega_p$. Cette quantification d'énergie peut être observée par microscopie électronique à transmission (EELS – 'Electron Energy Loss Spectroscopy'). La mesure des pertes d'énergie du faisceau électronique monocinétique traversant un film mince révèle alors des structures discrètes d'énergie $n \times \hbar\omega_p$, n entier.

En effet, dans un gaz d'électrons de dimensions infinies, la probabilité par unité de temps qu'une particule chargée transmette à ce gaz d'électrons une quantité d'énergie $\hbar\omega$ est proportionnelle à $\text{Im}[\tilde{\epsilon}(\omega)^{-1}]$, ce qui s'écrit alors :

$$\text{Im} \left[\frac{1}{\epsilon(\omega)} \right] = \left(\frac{\omega\omega_p^2}{\omega^2(\omega^2 - \omega_p^2)\tau^2} \right) \simeq \left(\frac{E_i}{\epsilon_r^2 + \epsilon_i^2} \right) \quad \text{I. 15}$$

Le tableau I.2 reporte des valeurs en électron-volt de cette énergie pour différents métaux.

Métal	$\hbar\omega_p(\text{ev})$	$\lambda(\text{nm})$
Na	5,71	217
Ag	9,2	135
Mg	10,9	113
Al	15,8	78

Tableau I. 2: Energies $E = \hbar\omega_p$ des plasmons de volume calculé pour différents métaux, (hypothèse des électrons libre).

I.4. 5. Principe de l'excitation de plasmon de surface

Les relations de dispersion, données ci-dessus pour l'interface métal/diélectrique, montrent que l'impulsion de plasmons de surface est toujours supérieure à l'impulsion de l'onde

lumineuse progressive dans le diélectrique. En effet, compte tenu que la partie réelle de la permittivité $\epsilon_{m'}$ d'un métal est toujours négative, on a :

$$\epsilon_{m'} < 0 \Rightarrow \left(\frac{\epsilon_{m'}\epsilon_d}{\epsilon_{m'}+\epsilon_d}\right)^{\frac{1}{2}} > 1 \Rightarrow \left(\frac{\epsilon_{m'}\epsilon_d}{\epsilon_{m'}+\epsilon_d}\right)^{\frac{1}{2}} > \sin \theta \text{ Pour } \forall \theta$$

Où θ est l'angle d'incidence, ϵ_d est la permittivité du milieu diélectrique.

Alors :

$k_x \neq k_{sp}$ Pour $\forall \theta$. Dans un système à deux milieux, donc, une excitation directe des plasmons de surface par une onde lumineuse progressive est impossible quel que soit l'angle d'incidence. Cela est illustré graphiquement sur la **Figure (I.5)** qui réunit ces deux courbes

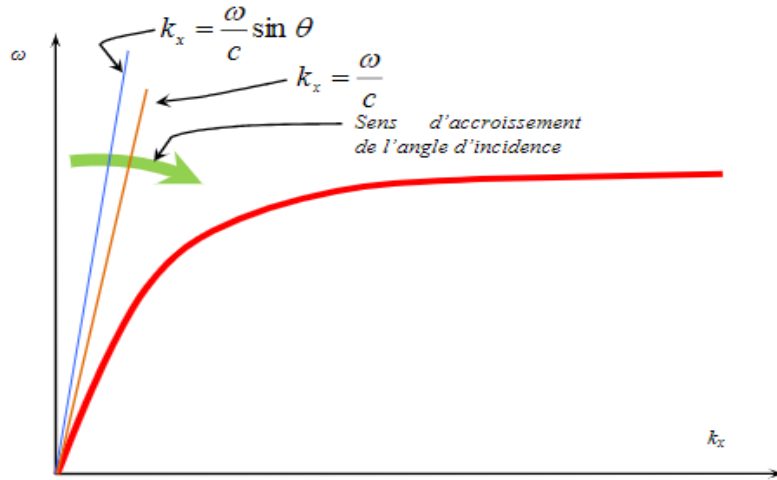


Figure I. 5: Courbes de dispersion de SPs et d'une onde lumineuse progressive dans un milieu diélectrique.

Cette figure montre que les courbes de dispersion de SPs et de l'onde lumineuse Progressive ne peuvent pas avoir un point d'intersection (compte tenu que $\sin \theta \leq 1$ Pour $\forall \theta$). Pour que l'intersection entre les courbes de ce graphique ait lieu, il est donc nécessaire de diminuer la pente de la courbe $k_x(\omega)$ associée à la relation de dispersion de l'onde lumineuse. Autrement dit, on doit augmenter l'impulsion du photon associé à ce Vecteur d'onde pour parvenir à générer un plasmon. Cela est tout-à-fait impossible dans le cas d'une onde progressive, dont le vecteur d'onde maximal est ω/c .

Cependant, cela devient faisable dans le cas d'une onde lumineuse évanescente. Cela s'explique par le fait que la norme d'un nombre complexe est supérieure à sa partie réelle.

Une conversion d'une onde progressive en onde évanescente (et vice-versa) peut avoir lieu soit lorsqu'une diffraction, par exemple sur une inhomogénéité microscopique (microparticules, trous, cavités...), sur un réseau de diffraction, sur un bord d'un objet etc., soit

lorsqu'une réflexion totale à une interface entre deux milieux (plane ou non-plane, comme par exemple dans le cas des fibres optiques). Chacun de ces phénomènes peut être utilisé, en principe, pour réaliser un couplage optique entre une onde lumineuse incidente et des SPs.

I. 5. Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface

Les configurations d'excitation principales d'une onde plasmon de surface à partir d'une onde optique sont représentées sur la Figure (I.6). Le principe est le même pour toutes les configurations. Lorsqu'il y a égalité des indices effectifs des ondes lumineuses et plasmons de surface, le couplage est réalisé et cela se traduit par une perte d'énergie du faisceau lumineux, dissipée sous forme de chaleur [15].

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

- ❖ Le prisme ou la fibre optique
- ❖ Le réseau de diffraction ou la rugosité de surface
- ❖ Le coupleur directionnel et guide optique
- ❖ La pointe en champ proche

Dans la suite de ce chapitre, nous allons rapidement détailler les différentes configurations expérimentales des 4 types de couplages citées ci-dessus.

I. 5. 1. Couplage par prisme

La configuration de Kretschmann, utilisant un prisme pour réaliser le couplage est la géométrie la plus utilisée comme capteur à plasmon de surface (Figure I.6 (a)) et ce dispositif sera principalement détaillé. Dans cette configuration, la lumière incidente subit une réflexion totale à la base du prisme (méthode ATR - Attenuated Total Réflexion) recouverte de la couche métallique.

L'onde évanescente pénétrant la couche métallique permet d'exciter un plasmon de surface à l'interface métal/diélectrique extérieur. Sous certaines conditions d'accord de phase, cette onde génère des oscillations de plasma de surface qui créent le mode plasmon [15].

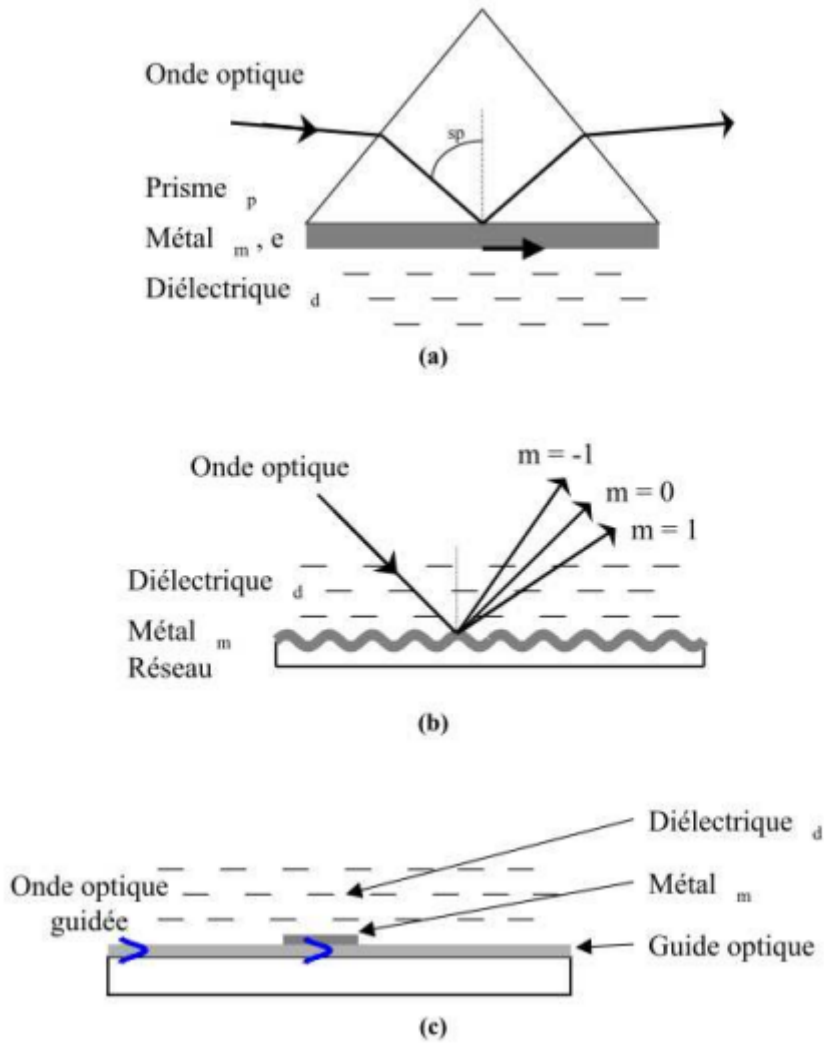


Figure I. 6: Configurations les plus employées pour exciter une onde plasmon à partir d'une onde optique : (a) Couplage par prisme (méthode ATR), (b) Couplage par réseau de diffraction, (c) Couplage par un guide d'onde optique.

I. 5. 2. Couplage par réseau de diffraction

Le couplage optique par un réseau en relief métallisé est une autre méthode d'excitation de SP et, certainement, plus avantageuse que le couplage par un prisme en matière de miniaturisation éventuelle de capteurs [16]. Comme dans le cas du couplage optique par un prisme, le SPR aura lieu lorsque la condition formulée par l'équation I.16 sera remplie. Ceci est possible si la projection tangentielle du vecteur d'onde de l'un des ordres de diffraction k'_{xm} du réseau devient égale à la norme du vecteur d'onde des SP :

$$k'_{xm} = k'_{sp}$$

I. 16

Cette projection tangentielle s'exprime comme suit :

$$\mathbf{k}'_{xm} = \mathbf{k}_x + M\vec{\mathbf{G}} \quad \text{I. 17}$$

$\vec{\mathbf{G}}$ est le vecteur d'onde du réseau ; k_x est la projection tangentielle du vecteur d'onde du faisceau incident.

Dans le cas d'un réseau sinusoïdal, la position angulaire d'un ordre de diffractions m s'exprime comme suit :

$$\beta_{\pm} = \text{arc sin} \left[\pm \frac{\lambda_0}{nd} m - \sin \alpha \right] \quad \text{I. 18}$$

Où λ_0 est la longueur d'onde du faisceau incident, n est l'indice de réfraction du milieu adjacent, d est le pas du réseau, m l'ordre de diffraction **Fig.I.7.**

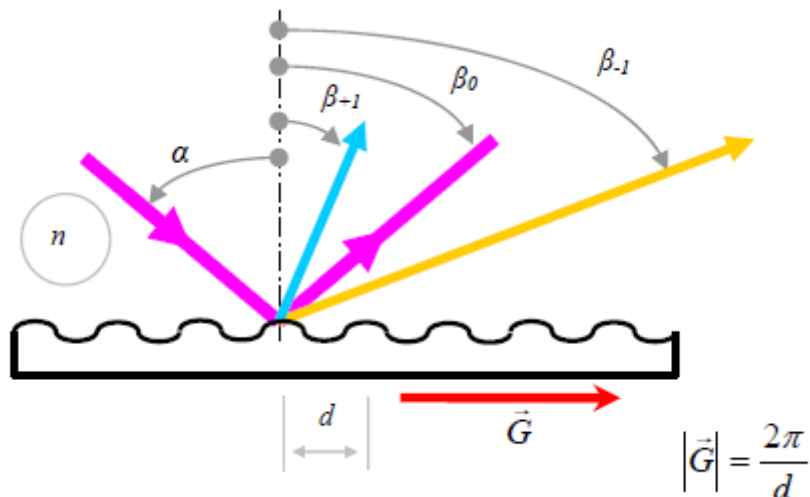


Figure I. 7: Ordres de diffraction d'un réseau.

Donc, le couplage entre des SP et l'ordre de diffraction m aura lieu si :

$$n \sin \theta + m \frac{\lambda_0}{d} = \pm \left(\frac{\epsilon_r n^2}{\epsilon_r + n^2} \right)^{1/2} + \Delta n_{eff} \quad \text{I. 19}$$

Où Δn_{eff} dénote une perturbation de l'indice effectif de SPs due à présence du réseau [17].

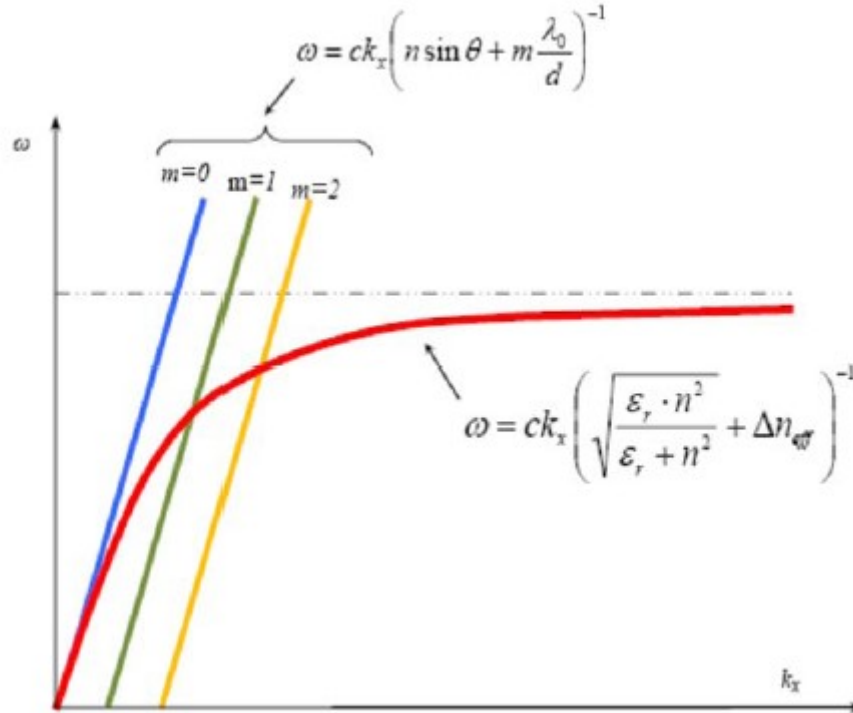


Figure I. 8: Principe du couplage optique par un réseau de diffraction [18]

L'angle de SPR d'un réseau métallisé est exprimé par la relation suivante :

$$\theta_{spr} \approx \arcsin \left(n^{-1} \left[\left(\frac{\epsilon_r n^2}{\epsilon_r + n^2} \right)^{1/2} \pm m \frac{\lambda_0}{d} \right] \right) = \arcsin \left(\left(\frac{\epsilon_r}{\epsilon_r + 1} \right)^{1/2} \pm \frac{\lambda_0}{d} \right) \quad \text{I. 20}$$

Les conditions sont telles que : $n=1$ (air) et $m = \pm 1$

I. 5. 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. 5. 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 [12].

I. 6. Conclusion

En raison de leur domaine d'application ou la conception des dispositifs d'excitation s'appuyant sur les technologies fiables de nano structuration des matériaux dans leurs diversités optiques, les plasmons de surface ont connus un développement remarquable dans la recherche. L'excitation des plasmons dépendent de certains paramètres tels que la permittivité des matériaux en couches minces dont la partie réelle soit négative et les épaisseurs des couches. La génération des plasmons est consignée par l'emploi des instruments de couplage : soit par la réflexion totale atténuée (par prisme optique), soit par un réseau métallique. Après cette description des notions fondamentales sur le domaine plasmonique, nous abordons le chapitre suivant pour présenter les différentes applications des plasmons de surface et modes de plasmon de surface (Guidage et transmission d'une onde plasmonique).

CHAPITRE II

Composants optiques pour plasmons de surface

II. 1. INTRODUCTION

Les propriétés extraordinaires des SPs, ainsi que sa bonne flexibilité, sa stabilité et sa belle biocompatibilité en font un bon candidat pour diverses applications, notamment l'électronique, l'optique, la technologie THz, le stockage d'énergie, la biotechnologie, les sciences médicales, etc. La taille du mode SPP est si petite qu'une transmission, un traitement et un contrôle optiques à l'échelle nanométrique peuvent être réalisés. Les dispositifs optiques basés sur des structures de guides d'ondes SPP ont été largement étudiés, comme dans les filtres, les diodes, les commutateurs optiques et les capteurs. Ensuite, nous présenterons quelques structures et applications significatives de la plasmonique.

II. 2. 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 [18].

II. 3. GUIDES PLASMONIQUES : DEVELOPPEMENTS RECENTS

Les guides plasmoniques permettent un confinement de la lumière en deçà de la limite de diffraction. Afin de maximiser ce confinement et la propagation des plasmons de surface le long de ces dispositifs, de nombreuses structures ont été proposées. Dans la suite, la notion de confinement du champ correspond à la longueur d'atténuation du plasmon de surface perpendiculairement à la direction de propagation. On parlera de confinement vertical de l'onde dans la direction normale à la surface métallique et de confinement latéral de la lumière parallèlement à l'interface du métal.

II. 3. 1. FILM METALLIQUE

La longueur de propagation d'un plasmon de surface sur une interface plane est trop faible pour envisager leur intégration dans les circuits optoélectroniques.

En effet, le fort confinement du champ électromagnétique crée une forte absorption dans le métal. Pour diminuer les pertes dans les guides plasmoniques, il est nécessaire de déplacer la distribution du champ plutôt dans le diélectrique.

La solution la plus simple pour modifier la propagation d'un plasmon de surface est d'utiliser un film métallique pris en sandwich entre deux milieux diélectriques Figure II.1. Les études de ces guides d'ondes ont mis en évidence des modes se propageant avec de très faibles pertes le long du film métallique [19] [20].

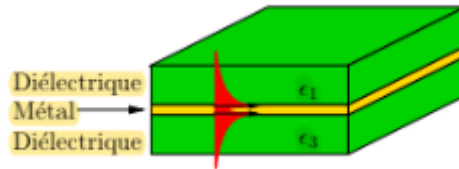


Figure II. 1:Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.

Si le film métallique est suffisamment épais devant l'épaisseur de peau dans le métal, les champs associés aux plasmons de surface de chaque interface ne se recouvrent pas et se propagent indépendamment l'un de l'autre. En diminuant l'épaisseur du film, les modes supportés par chaque interface se couplent. Deux cas se présentent à nous : la structure symétrique et la structure asymétrique.

Cas d'une structure asymétrique ($\epsilon_1 = \epsilon_3$) :

Dans le cas d'un film métallique mince entouré de matériaux diélectriques, de permittivités diélectriques ϵ_1 et ϵ_3 identiques, les deux modes de plasmons de surface se couplent à travers le métal pour donner lieu à deux nouveaux modes avec des fréquences et symétries du champ différentes FigureII.2 Ces modes couplés présentent les mêmes symétries pour les composantes de champ magnétique H_y et électrique E_z respectivement parallèle et perpendiculaire à la surface du métal. L'un des modes est antisymétrique, i.e. E_z et H_y s'annulent dans l'épaisseur du métal. L'autre mode est symétrique car il résulte de l'interférence constructive des deux plasmons de surface dans le métal. Les champs E_z et H_y ne s'annulent pas dans le métal ce qui augmente les pertes par absorption.

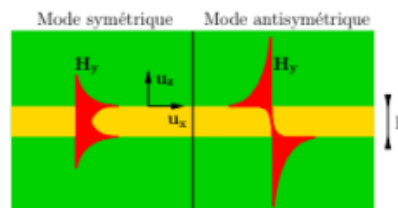


Figure II. 2:Allure du champ magnétique H_y pour les modes symétrique et antisymétrique du film métallique.

Cas d'une structure asymétrique ($\epsilon_1 < \epsilon_3$) :

Dans ce cas, les modes se propageant sur chaque interface ont des vitesses de groupe et des atténuations différentes. Comme dans le cas symétrique, en diminuant l'épaisseur du métal, les modes de chaque interface se recouvrent et donnent lieu à deux modes couplés guidés par le film métallique : un mode non-radiatif (bound mode) qui reste confiné le long du film métallique et un mode radiatif (leaky mode) dont l'énergie s'échappe du film dans le milieu diélectrique de plus fort indice [20]. Le champ électrique de l'un de ces modes peut s'annuler dans l'épaisseur du métal. On parle donc de mode antisymétrique et symétrique par analogie avec les modes de la structure symétrique.

Les modes radiatifs et non-radiatifs présentent des relations de dispersion différentes en fonction de l'épaisseur du film et du choix des diélectriques :

-Le champ des modes non-radiatifs : décroît exponentiellement en s'écartant de la surface et les pertes sont dues à l'absorption dans le métal.

-Les modes radiatifs : correspondent à des plasmons de surface qui se propagent le long de l'interface de plus faible indice (diélectrique 1/métal), avec une décroissance du champ exponentielle à travers le film métallique et une fuite dans le milieu de fort indice.

II. 3. 2. RUBAN METALLIQUE

Les films métalliques offrent un intérêt assez limité en pratique puisque le confinement du champ n'a lieu que dans la direction perpendiculaire à la propagation. Il faut donc limiter la largeur du film pour confiner le champ latéralement. Considérons le cas d'un guide plasmonique composé d'un ruban métallique de largeur et d'épaisseur finie représenté schématiquement sur la Figure II.3. Le confinement 2D des plasmons de surface est assuré dans le plan transverse à la direction de propagation. Cette géométrie est très utile car en principe elle permet aussi bien de transmettre des signaux optiques sur des courtes distances, ou de faire du démultiplexage en longueur d'onde. De plus en combinant plusieurs rubans métalliques, il est possible de réaliser des composants passifs comme des coupleurs ou séparateurs d'ondes [21].

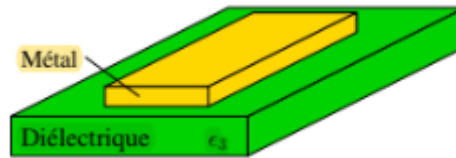


Figure II. 3:Ruban métallique déposé sur un substrat diélectrique. Il constitue un guide pour les modes de plasmons de surface couplés se propageant sur les interfaces du ruban.

II. 3. 3. RUBAN DIELECTRIQUE SUR UN FILM METALLIQUE

Le confinement à la fois vertical et latéral d'une onde de surface peut également être obtenu avec une structure inverse à la précédente : un ruban diélectrique déposé sur un substrat métallique massif joue le rôle de guide d'onde Figure II .4 [22].

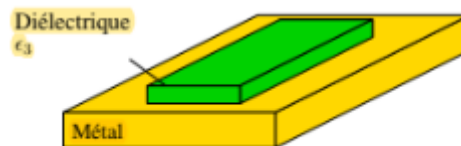


Figure II. 4:Ruban diélectrique d'indice ϵ_3 dans un milieu d'indice($\epsilon_1 < \epsilon_3$) déposé sur une surface métallique. Les plasmons de surface restent confinés sous le guide d'onde diélectrique.

II. 3. 4. GUIDE METAL/DIELECTRIQUE/METAL

Une autre solution pour confiner très fortement les modes est de placer un diélectrique entre deux films métalliques épais Figure II. 5. Le mode fondamental de la structure métal-diélectrique-métal est un mode couplé constitué des deux plasmons de surface de chaque interface [23] [24].

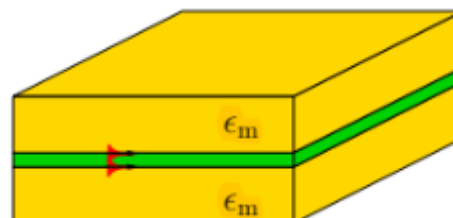


Figure II. 5:Couche diélectrique entre deux couches métalliques. Les plasmons de surface se propagent aux interfaces du diélectrique et des métaux avec un excellent confinement et une augmentation de l'indice effectif.

II. 3. 5. CANAL EN FORME DE SILLON METALLIQUE

Ce type de structure avait déjà été proposé théoriquement dans la littérature [25]. Une photographie et une vue simplifiée du guide sont représentées dans la Figure II. 6.

Ce guide peut être vu comme un guide à gradient d'indice, qui permet de confiner le mode fondamental au fond du sillon.

Il faut néanmoins nuancer ce résultat. Le champ électromagnétique du mode fondamental est repoussé en dehors du guide lorsque la longueur d'onde augmente [26]. Par ailleurs, un compromis doit être établi entre le confinement du mode et les pertes. En effet, au fond du sillon, le mode s'étend aussi dans le métal, ce qui augmente l'absorption. Une alternative à ce problème est alors de considérer la structure inverse représentée dans la Figure II.7.

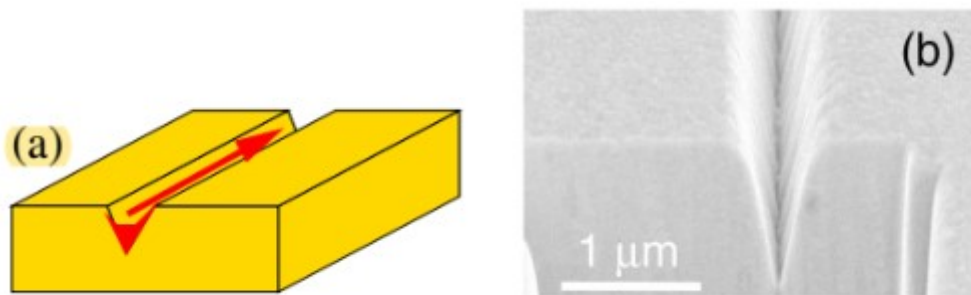


Figure II. 6: Un guide plasmonique en forme de sillon métallique permet de guider l'énergie du mode avec un très fort confinement de la lumière : (à gauche) vue schématique, (à droite) photographie prise au microscope électronique à balayage [27].

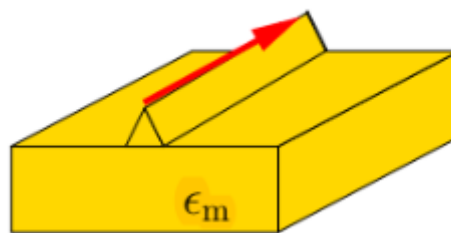


Figure II. 7: Structure inversée du sillon métalliques (Wedge channel plasmon polariton). Le plasmon de surface se propage le long de l'arête métallique.

II. 3. 6. CHAINES DE NANOPARTICULES METALLIQUES

L'interaction forte entre les nanostructures métalliques individuelles et la lumière permet de transférer de l'énergie de proche en proche et de réaliser des guides d'ondes. En effet, la lumière

permet d'exciter des plasmons de volume dans les nanostructures métalliques qui se comportent alors comme des dipôles. En plaçant de manière ordonnée les nanoparticules métalliques à quelques dizaines de nanomètres les unes des autres Figure II.8 les particules métalliques ont alors un comportement collectif, et la lumière peut se propager le long du guide [28] [29].

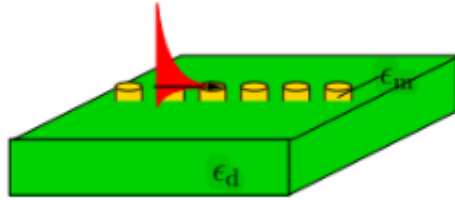


Figure II. 8:Chaîne de nanoparticules métalliques déposées sur un substrat diélectrique.

II. 3. 7. COMPOSANTS OPTIQUES POUR PLASMONS DE SURFACE

De nombreux composants optiques passifs ont été réalisés à partir des différents types de guides plasmoniques que nous venons de présenter. On trouve ainsi des guides plasmoniques courbes [30] miroirs à plasmons de surface [31] [32] [33] des séparateurs d'ondes (beamsplitters) [31], des coupleurs [34] des résonateurs [35]... Signalons également la démonstration très récente d'un modulateur "tout optique" utilisant un guide plasmonique.

Tous ces composants montrent le potentiel des guides plasmoniques pour la réalisation d'applications optiques et électro-optiques. Ils sont néanmoins limités par les difficultés de couplage en entrée et en sortie des guides, et surtout par les longueurs de propagation des modes plasmoniques limitées à quelques microns dans le domaine visible. Conway et al. ont récemment publié une étude comparative entre les interconnexions plasmoniques et classiques [35]. Quel que soit la solution envisagée pour relier les différents éléments d'un circuit intégré, elle devra minimiser les temps d'accès, les pertes d'énergie et les interactions entre les différentes connexions. Les auteurs sont très prudents concernant le remplacement des interconnexions électriques par des guides plasmoniques, car un compromis est nécessaire entre la densité des connexions et les pertes de ces systèmes. Néanmoins, les guides plasmoniques peuvent jouer un rôle important pour d'autres applications de circuits intégrés. En effet les guides diélectriques conventionnels sont encore loin de satisfaire aux exigences technologiques dans les régions actives des circuits intégrés. La diffraction de la lumière empêche une miniaturisation en deçà la longueur d'onde. Les guides plasmoniques pourraient ainsi faire le lien entre la technologie optique et électronique.

II. 4. COMPOSANTES OPTIQUES POUR PLASMONS DE SURFACE

II. 4. 1. CAPTEUR D'INDICE DE REFRACTION BASE SUR UN RESONATEUR ANNULAIRE COUPLE A UN GUIDE D'ONDES METAL-ISOLANT-METAL

La figure II.9 est un schéma du résonateur en anneau couplé à un guide d'ondes MIM, qui se compose de deux guides d'ondes MIM droits et d'un résonateur en anneau. Une extrémité de chaque guide d'ondes est scellée et l'autre extrémité fonctionne comme un port. Sur la figure 1, S est la source dipolaire, r est le rayon du résonateur annulaire, d est la distance de couplage entre le guide d'ondes et le résonateur annulaire, et l est la distance entre l'extrémité scellée du guide d'ondes de sortie et le centre du résonateur en anneau. Pour garantir que seul le mode magnétique transversal fondamental est pris en charge dans le guide d'ondes MIM, les largeurs w des guides d'ondes et du résonateur en anneau sont fixées à 50 nm [36].

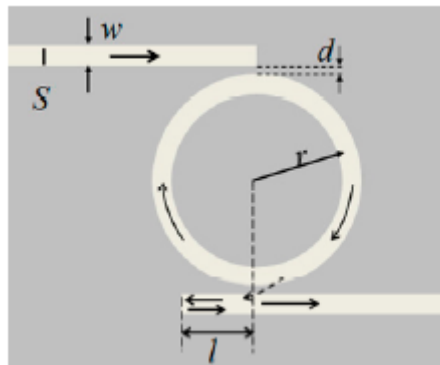


Figure II. 9:Schéma du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM. S est la source dipolaire, r est le rayon du résonateur annulaire, d est la distance de couplage entre le guide d'ondes et l'anneau, et l est la distance entre l'extrémité scellée du guide d'onde

La figure II.10 représente le spectre de transmission simulé du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM avec $d = 6$ nm, $r = 300$ nm et $l = 0$ nm. Il y a des résonances au pic I ($\lambda_0 = 0,887$ μm) et au pic II ($\lambda_1 = 0,675$ μm). La FWHM du pic I est de 0,034 μm et celle du pic II de 0,028 μm . La propagation des SPP dans le résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM est représentée sur la figure II. 1. Une fois que les SPP sont couplés dans l'anneau, les SPP résonnants sont couplés dans le guide d'ondes de sortie [37].

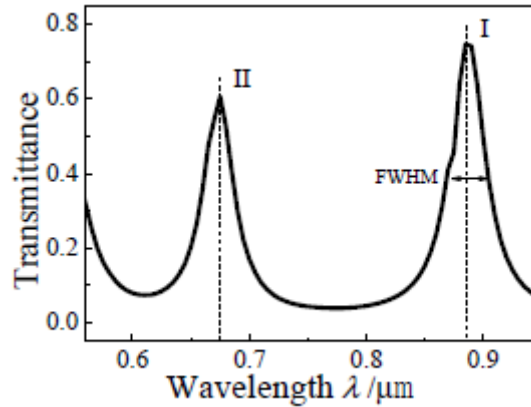


Figure II. 10: Spectre de transmission du résonateur en anneau couplé au guide d'ondes MIM

II. 4. 2. DEMULTIPLEXEUR BASE SUR UN RESONATEUR EN ANNEAU COUPLE A UN GUIDE D'ONDES PLASMONIQUE-METAL-ISOLANT-METAL FONCTIONNANT DANS LE SPECTRE PROCHE INFRAROUGE

La figure II .11 montre un schéma de la structure consistant en deux guides d'ondes MIM horizontaux et un vertical couplé à deux résonateurs annulaires de tailles différentes. Le métal utilisé dans la structure est l'argent (Ag) et le matériau diélectrique est SiO₂, où les propriétés optiques considérées de l'argent sont basées sur les constantes Johnson –Christy [38]. Une extrémité de chaque guide d'ondes horizontal est scellée et l'autre fonctionne comme un port de dispositif tandis que les deux extrémités du guide d'ondes vertical sont scellées.

Les paramètres géométriques de l'appareil sont donnés dans le tableau II.1. Pour assurer uniquement le magnétique transversal fondamental (TM) excitation de mode dans le guide d'ondes MIM, les largeurs «w» des guides d'ondes et des résonateurs annulaires sont fixées à 45 nm.

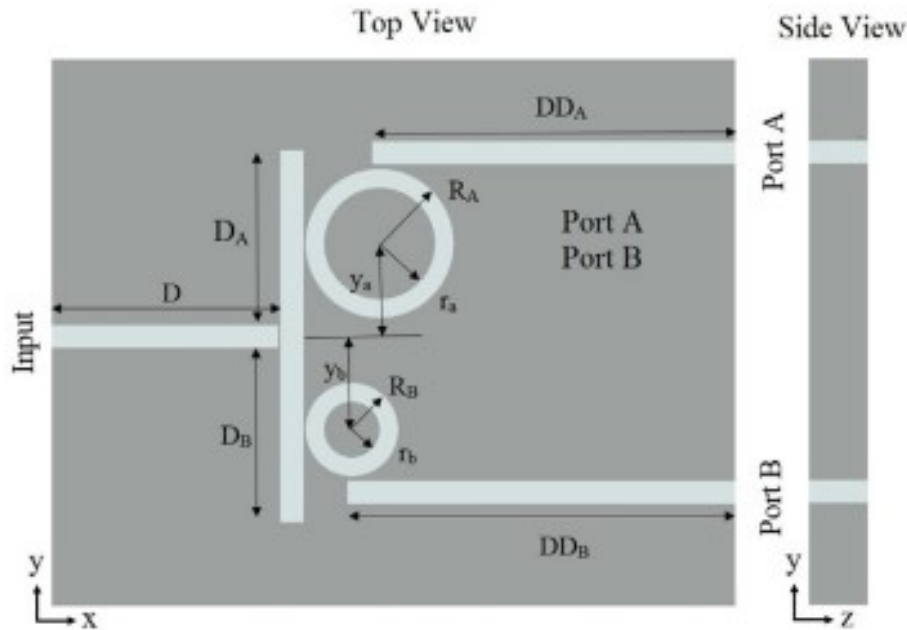


Figure II. 11: Illustration schématique du résonateur annulaire couplé au guide d'ondes MIM.

Symbole	Valeur (nm)	Symbole	Valeur (nm)
D	500	R_A	160
D_A	400	r_a	120
D_B	400	R_B	100
DD_A	800	r_a	60
DD_B	850	y_a	200
y_b	200		

Tableau II 1: Geometrical parameters of structure.

Figures. II.12 et Fig. II .13 montrent l'intensité du champ électrique à $\lambda = 1310$ et $\lambda = 1550$ nm en échelle logarithmique, respectivement. Sur la figure II.13, il est montré que l'intensité du champ électrique dans le port B est supérieure à celle du port A, également sur la figure II.14, l'intensité du champ électrique dans le port A est plus grande que dans le port B.

Figures. Les figures II .14et II .15 montrent l'intensité du champ électrique à partir de la vue latérale de la structure à des longueurs d'onde $\lambda = 1310$ et $\lambda = 1530$ nm, respectivement. La différence comparable entre les intensités (9,59 et 38,63) de deux ports à des longueurs d'onde différentes est observé.

La figure II.16 montre les spectres de transmission des ports A et B. Le pic transmis a un décalage vers le rouge avec l'augmentation du rayon de l'anneau. Selon les résultats de la

simulation, la longueur d'onde de filtrage peut être facilement manipulée en ajustant les rayons des nano rings.

Les ports du démultiplexeur sont comparés dans des vues de l'intensité du champ électrique et du vecteur de Poynting moyenné en fonction de la position. Pour calculer la puissance intégrée sur la surface du moniteur, équation vectorielle de Poynting décrite ci-dessous :

$$\vec{P}(\mathbf{w}) = \vec{E}(\mathbf{w}) \times \vec{H}(\mathbf{w}) \quad \text{II. 1}$$

Figures. Les figures II.16 et II.17 montrent une puissance intégrée sur la surface du moniteur dans la structure à des longueurs d'onde = 1310 et = 1530 nm, respectivement. Là où une différence comparable entre les puissances de deux ports aux différentes longueurs d'onde est démontrée.

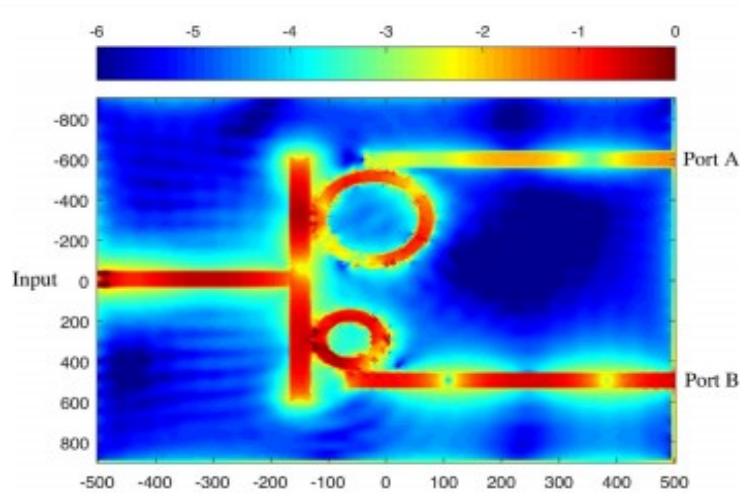


Figure II. 12: Échelle logarithmique de la distribution du champ électrique à = 1310 nm. L'intensité du champ électrique dans le port B est supérieure à celle du port A.

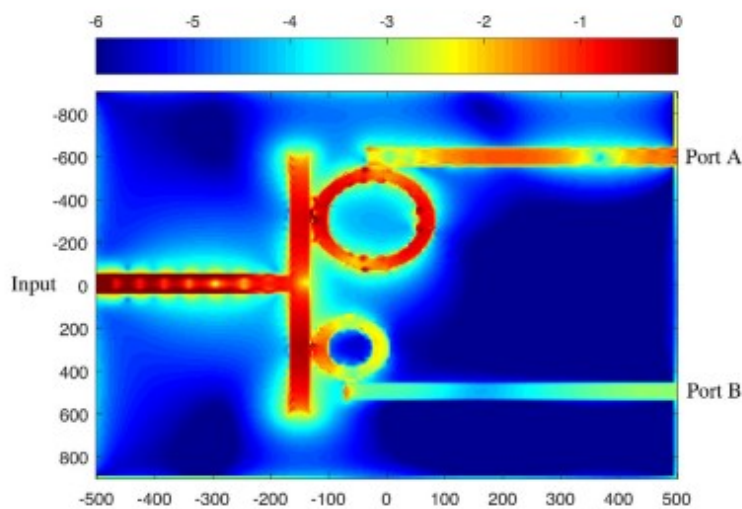


Figure II. 13: Échelle logarithmique de la distribution du champ électrique à $\lambda = 1530$ nm. L'intensité du champ électrique dans le port A est supérieure à celle du port B.

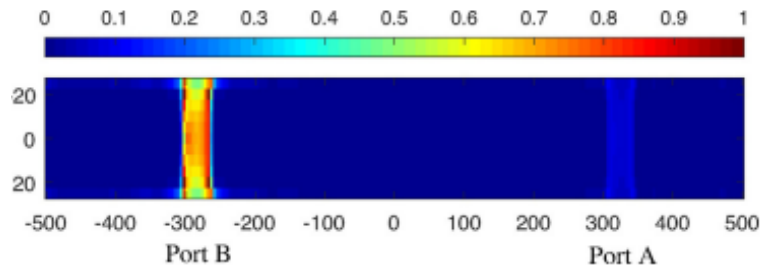


Figure II. 14: Vue latérale de la distribution de l'intensité du champ électrique à $\lambda = 1310$ nm. Notez que le champ électrique est normalisé au maximum du port B.

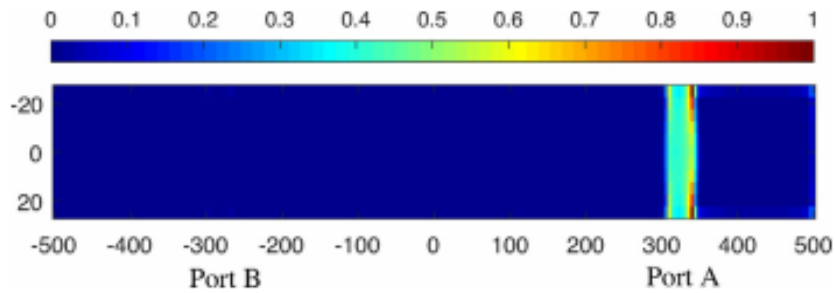


Figure II. 15: Vue latérale de la distribution de l'intensité du champ électrique à $\lambda = 1530$ nm. Notez que le champ électrique est normalisé au maximum du port A.

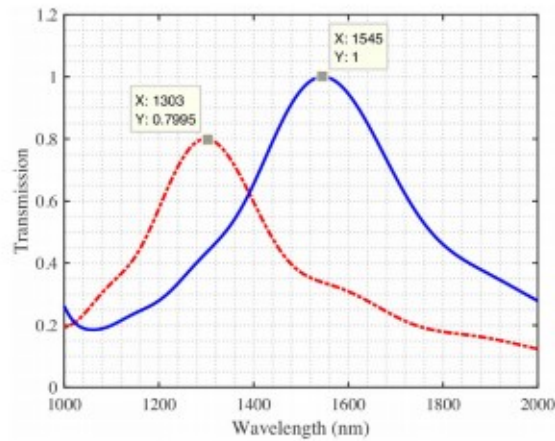


Figure II. 16: Spectre de transmission du port A et du port B en fonction de la longueur d'onde

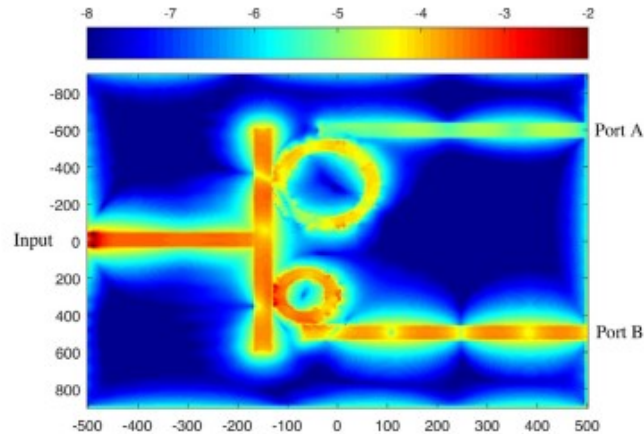


Figure II. 17: Échelle logarithmique de la puissance intégrée sur la surface du moniteur à $\lambda = 1530$ nm. Le flux d'énergie dans le port A est supérieur à celui du port B.

II. 4. 3. FILTRES PLASMONIQUE

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

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

II. 5. APPLICATION DU PLASMON DE SURFACE (SPR)

Les applications basées sur le principe de la résonance des plasmons de surface (SPR) sont nombreuses. Elles varient du diagnostic à la détection des molécules aux applications en photonique. Citer tous les travaux faits jusqu'à nos jours s'avère une tâche difficile et je ne présenterai que quelques applications SPR.

II. 5. 1. IMAGERIE OPTIQUE HAUTE RESOLUTION (SNOM CHAMP PROCHE OPTIQUE)

Nous verrons que le confinement du champ électromagnétique des PS aux interfaces offre une très haute sensibilité aux conditions de l'état de surface. Cette sensibilité est utilisée pour étudier les molécules absorbées en surface, les défauts, ... La microscopie SPR a alors été développée pour devenir un instrument d'imagerie des surfaces en temps réel à partir des signaux SPR [39]. Un point critique de cette microscopie SPR est la limite de résolution ; ceci est lié à l'atténuation (ou l'évanescence) du PS dans le métal. Les métaux comme l'or et l'aluminium ont une faible longueur de propagation ($\sim 2\mu\text{m}$ pour l'or), et donc convenables pour l'imagerie à grande résolution des particules et des cellules. Les PS, de part leur champs évanescents, ne peuvent pas être observés par des microscopes à champ lointain classiques sauf si ces PS sont convertis en lumière par l'interaction avec des inhomogénéités de surface. C'est justement avec le développement des microscopies en champ proche que l'étude locale des plasmons est devenue possible. En particulier avec le microscope optique en champ proche SNOM (Scanning Near-field Optical Microscopy) qui offre la possibilité de sonder le champ des PS directement sur la surface où ils se situent [40]. Le SNOM constitue une voie particulièrement prometteuse pour l'étude de nano-objets. Le principe de base de cette technique consiste à balayer la surface d'un échantillon avec une pointe optique sub-longueur d'onde portée à quelques nanomètres au-dessus de la surface de l'échantillon. L'interaction, dans le champ proche électromagnétique, entre la sonde et l'objet fournit une image optique de l'objet. Généralement, la détection en champ proche se fait au moyen d'une fibre optique amincie placée au voisinage (10 à 50 nm) de la surface de l'objet étudié (figure II-18). L'utilisation de cette microscopie a trouvé plusieurs domaines d'application, citons par exemple en biologie et biochimie, que ce soit pour l'analyse

biomoléculaire [41] l'étude de la fluorescence d'échantillons biologiques [42] l'étude de propriétés des protéines [43] ou encore la détection de molécule unique [44].

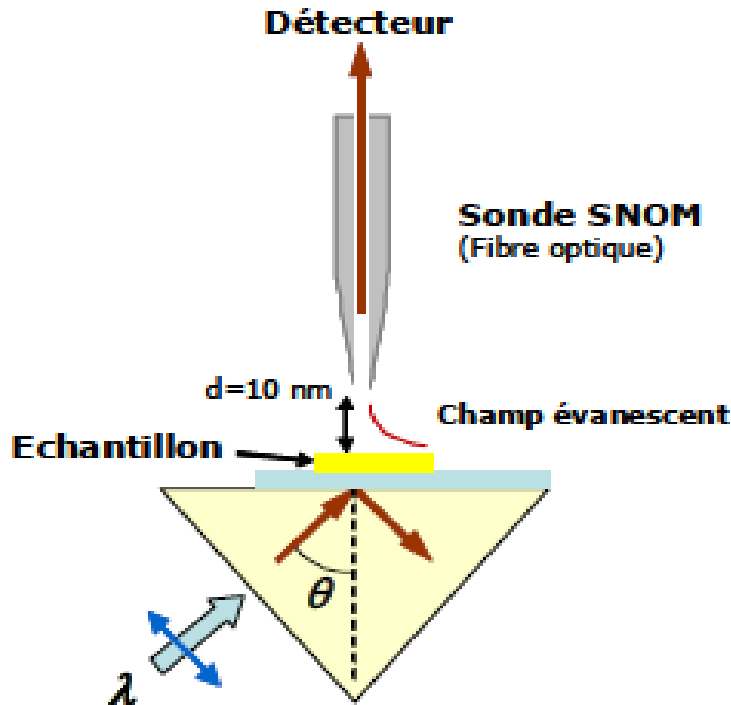


Figure II. 18: Principe du microscope à balayage à effet tunnel optique (PSTM). Un champ évanescent est créé par réflexion totale. Une pointe SNOM est approchée à la surface et frustre le champ évanescent afin de le détecter.

L'inconvénient de ce type de méthode est qu'il faut déplacer la sonde optique sur l'ensemble de l'objet pour obtenir une image, en gardant un contrôle très précis de la distance sonde-surface. Ce mécanisme qui peut prendre plusieurs minutes rend impossible l'étude de nano-objets en mouvement.

II. 5. 3. PHOTODETECTION ULTRARAPIDE

Dans le cas d'un réseau de fentes dont la largeur a et la période d sont petites devant la longueur d'onde de la lumière incidente, le couplage de la lumière incidente avec les plasmons de surface peut se faire de deux façons différentes (Figure II-19). Par l'intermédiaire de la résonance de surface horizontale ou de la résonance de surface verticale [45].

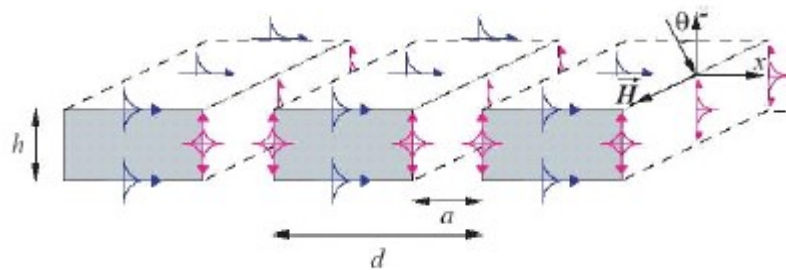


Figure II. 19: Réseau de fentes : Résonances de surface horizontale (bleu) et verticale (rouge).

Dans le second cas, une onde incidente arrivant sur le réseau métallique pourra donc exciter le mode fondamental TM guidé des fentes. Ce mode fondamental TM guidé est composé de deux ondes de plasmon de surface couplées sur les deux parois métalliques verticales de chaque fente. Elles se propagent verticalement le long des murs métalliques avec une faible atténuation liée uniquement à l'absorption dans le métal. De plus, elles sont partiellement réfléchies aux extrémités supérieures et inférieures du guide que constitue chaque fente formant ainsi une cavité Fabry-Pérot. Nous présentons ici deux types de photodétecteurs récemment développés :

1. Le photodétecteur à cavité résonante : Il est constitué d'un miroir de Bragg semi-conducteur sur laquelle on dépose un réseau métallique semi-transparent qui joue le rôle d'un miroir supérieur semi-réfléchissant. Il suffit donc de faire résonner l'onde entre les deux miroirs pour obtenir une absorption efficace confinée dans une cavité résonante.
2. Le photodétecteur à réseau métal/semi-conducteur : Sa structure est constituée d'un réseau métallique déposé sur une fine couche de semi-conducteur absorbante. L'absorption se fait donc entre les deux électrodes métalliques. Le faible volume de la zone d'absorption permet de diminuer le temps de collection de charges de l'ordre de la picoseconde, l'ajout d'un miroir de Bragg permet d'augmenter l'efficacité de la structure. La principale difficulté liée à ce type de détecteur est la méthode de fabrication qui est difficile à mettre en œuvre.

II. 5. 4. CELLULES PHOTOVOLTAÏQUES

La possibilité d'améliorer l'absorption optique dans les semi-conducteurs soumis à une radiation incidente, a été explorée par l'équipe Photovoltaïques Spécial Research Center de l'université de Nouvelle-Galles du Sud, à Sydney [46]. Cette équipe détient le record mondial (2007) du taux de conversion (24,5%) d'une cellule photovoltaïque en silicium cristallin. La

méthode utilisée consiste à déposer un film d'argent d'environ 10 μm d'épaisseur sur la surface de la cellule solaire et de la chauffer ensuite à 200°C. Sous l'effet de la chaleur, le film se craquelle en domaines d'environ 100 nm de largeur. Les plasmons de surface de ces nanoparticules d'argent augmentent ainsi l'absorption de la lumière. Les taux de conversion de cellules en couches minces sont ainsi améliorés. La capacité d'absorption de la lumière des couches minces a été augmentée d'un facteur 16, pour une lumière de longueur d'onde de 1050 nm. Elle a été également multipliée d'un facteur 7 pour la lumière de longueur d'onde 1200 nm. Cette augmentation du taux d'absorption se traduit par un rendement plus élevé, compris entre 13 et 15%. Cette amélioration est efficace car le silicium absorbe faiblement la lumière dans cette partie du spectre.

II. 5. 5. LA DIFFUSION RAMAN EXALTE DE SURFACE (SERS : SURFACE ENHANCED RAMAN SCATTERING)

La spectroscopie Raman fournit une analyse détaillée de la structure chimique d'un objet. La section efficace de diffusion Raman d'un petit objet est souvent faible et son signal ne pourra être détecté sans utiliser un processus d'exaltation efficace de la diffusion. L'amplification du champ électrique local, consécutive à la résonance des plasmons de surface localisés est mise à profit pour mener des expériences en diffusion Raman exaltée de surface (SERS) [47]. Cet effet se produit en présence de particules métalliques de rugosité particulière ou pour des petits agrégats métalliques. La rugosité de la couche métallique permet d'exciter les plasmons localisés du métal (exaltation par effet électromagnétique) ainsi que l'excitation par transfert de charges entre le métal et la molécule adsorbée (effet chimique). Le signal Raman des molécules adsorbées sur la couche métallique est alors fortement exalté (cinq à dix ordres de grandeur pour une molécule adsorbée sur une surface rugueuse d'argent, d'or ou de cuivre). Cette augmentation permet de détecter spécifiquement des espèces adsorbées avec des concentrations extrêmement faibles.

II. 5. 6. SPR POUR LA DETECTION ET MESURES EN BIOPHYSIQUE

Le phénomène SPR est utilisé pour la détection, l'identification, et la quantification des molécules d'un côté et les analyses biophysiques des interactions biomoléculaires d'un autre. De nombreux domaines tels que le contrôle de l'environnement, la biotechnologie, l'alimentaire, la sécurité et la médecine sont ainsi couverts. La technologie SPR présente quelques avantages dans le domaine des biocapteurs, en particulier la facilité d'utilisation, la sensibilité et les mesures en temps réel. Les applications de détection varient de la

compréhension des interactions analyte-ligand, antigène-anticorps, ou encore de l'analyse des affinités de liaison et des constantes cinétiques de l'adsorption des molécules. Cette application étant en relation directe avec le sujet de thèse, elle sera largement développée dans la suite de ce chapitre, et plus particulièrement nous nous intéresserons aux capteurs à fibre optique basé sur la résonance des plasmons de la surface (FO-SPR) [48].

II. 5. 7. RECOLTE DE LUMIERE PLASMONIQUE

L'absorbance lumineuse relativement faible du graphène a limité ses applications dans le photodétecteur et la cellule solaire (photovoltaïque). Ce problème peut être résolu par des plasmons, où le LSPR peut efficacement améliorer l'absorption optique à la fréquence de résonance. Beaucoup des structures de graphène discontinues peuvent être conçues et certaines, ils présentent une efficacité élevée pour l'absorption de la lumière grâce au LSPR.

Les métamatériaux des réseaux de micro / nano-rubans sont de bons exemples, où les pics d'absorption THz sont trouvés pour la lumière d'entrée polarisée perpendiculaire à la longueur du ruban [49]. Bien que l'amélioration par LSPR puisse être très efficace en THz et les fréquences infrarouges, l'absorption de la lumière dans les fréquences visibles est encore difficile à réaliser dans le graphène en raison des propriétés de plasmons. Des matériaux composites sont adoptés pour résoudre ce problème. Par exemple, la structure du graphène sur un cristal photonique a été proposé pour améliorer la lumière l'absorption, où l'amélioration se produit effectivement dans le visible fréquences pour les modes de lumière TM et TE [50]. Cependant, le une manière plus générale est d'hybrider le graphène avec le métal plasmonique structures [51]. Les plasmons dans les métaux peuvent résonner dans les fréquences visibles, et dans la structure hybride la fréquence de résonance peut être réglé par le graphène à quelques degrés. De tout ce qui précède cas, le graphène peut être utilisé en photoélectrique et photovoltaïque en raison de l'amélioration de l'absorption de la lumière.

II. 5. 8. DETECTEURS ET CAPTEURS PLASMONIQUES AVEC GRAPHENE

Le graphène peut être utilisé comme détecteurs et capteurs hautes performances pour le rayonnement THz à température ambiante [52], la bio macromolécule , la lumière visible [53]ou même des molécules de gaz individuelles [54]. Avec une absorption optique très efficace en THz et infrarouge, le graphène pourrait être utilisé comme détecteurs plasmoniques pour la lumière dans ces fréquences. Avec l'effet d'amélioration des SP, les photodétecteurs et capteurs hybrides de graphène avec d'autres structures plasmoniques sont exploités pour détecter la

lumière et la détection optique de macromolécules ou de biomolécules. Le graphène dans ces dispositifs n'est pas le rôle principal, cependant, les avantages d'accordable, d'épaisseur ultra-mince et de biocompatibilité en font toujours un support très important pour la détection [55].

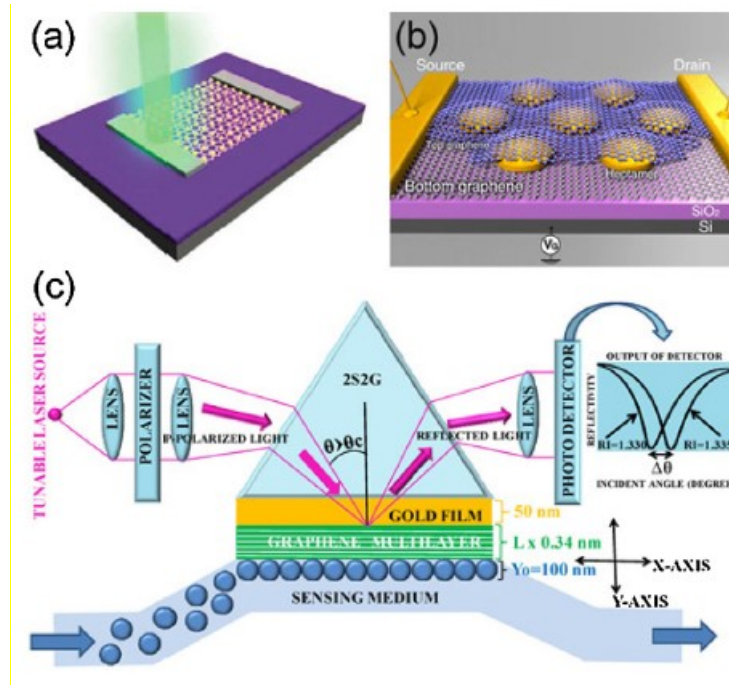


Figure II. 20: (a) Schéma du photodétecteur de graphène, avec un balayage laser à travers la jonction graphène-métal. (b) Schéma d'un heptamère d'or unique placé entre deux feuilles de graphène monocouche, où la polarisation est utilisée pour doper électriquement le graphène. (c) Schéma du montage expérimental pour biocapteur plasmonique avec prisme chalcogénure, multicouches d'or et de graphène.

III. 6. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons validé des modèles en le confrontant aux résultats expérimentaux acquis dans des conditions de fonctionnement réelles d'un capteur SPR, un démultiplexeur basé structure MIM. Ensuite, nous avons mentionner plusieurs applications du plasmon de surface dans des différent domaine.

CHAPITRE III

Résultats et discussions

III.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent nous étudions la partie théorique des plasmons et leur histoire et le principe des plasmons, quelques applications. Dans le chapitre 03 nous passons à la partie pratique.

L'objet de ce chapitre est l'étude de la transmission dans le guide plasmonique MIM basé sur un résonateur d'anneau 2D et utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

III.2. OUTIL DE SIMULATION ET METHODE

III.2.1. METHODE DES DIFFERENCES FINIES TEMPORELLES (FDTD)

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

III.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 appelées cellules de Yee. 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 :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \epsilon \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad \text{III. 1}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\mu \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad \text{III. 2}$$

$$\overrightarrow{\text{div}} \vec{E} = 0 \quad \text{III. 3}$$

$$\overrightarrow{\text{div}} \vec{H} = 0 \quad \text{III. 4}$$

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

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

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

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

III. 5

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

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

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

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.2) est réalisée en adoptant la démarche de Kane Yee [56].

III.3. PRESENTATION DU LOGICIEL R-SOFT CAD

III.3.1. DEFINITION

Le RSoft CAD est un programme de base de RSoft Photonique, et agit comme un programme de contrôle pour passif de RSoft modules de simulation d'appareils BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD et DiffractMOD. Il est utilisé pour définir l'entrée la plus importante requise par ces modules de simulation : les propriétés des matériaux et la géométrie structurale d'un dispositif photonique. Un utilisateur conçoit généralement d'abord une structure dans l'interface CAD, puis utilise une ou plusieurs simulations moteurs pour modéliser divers aspects des performances de l'appareil [57]

III.3.2. MODULES DE SIMULATION ASSOCIES

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

❖ OUTIL DE SIMULATION FULL WAVE

Le moteur de simulation Full WAVE fait partie de la suite photonique RSoft, et est basé sur le bien connu technique du domaine temporel à différence finie (FDTD). Il calcule le champ électromagnétique comme fonction du temps et de l'espace dans une structure d'indice donnée en réponse à une excitation électromagnétique donnée. Full WAVE est idéal pour étudier la propagation de la lumière dans une grande variété de structures photoniques [58].

III.3.3. IMPLEMENTATION 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 [59].

III.4. LES ETAPES DE SIMULATION

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

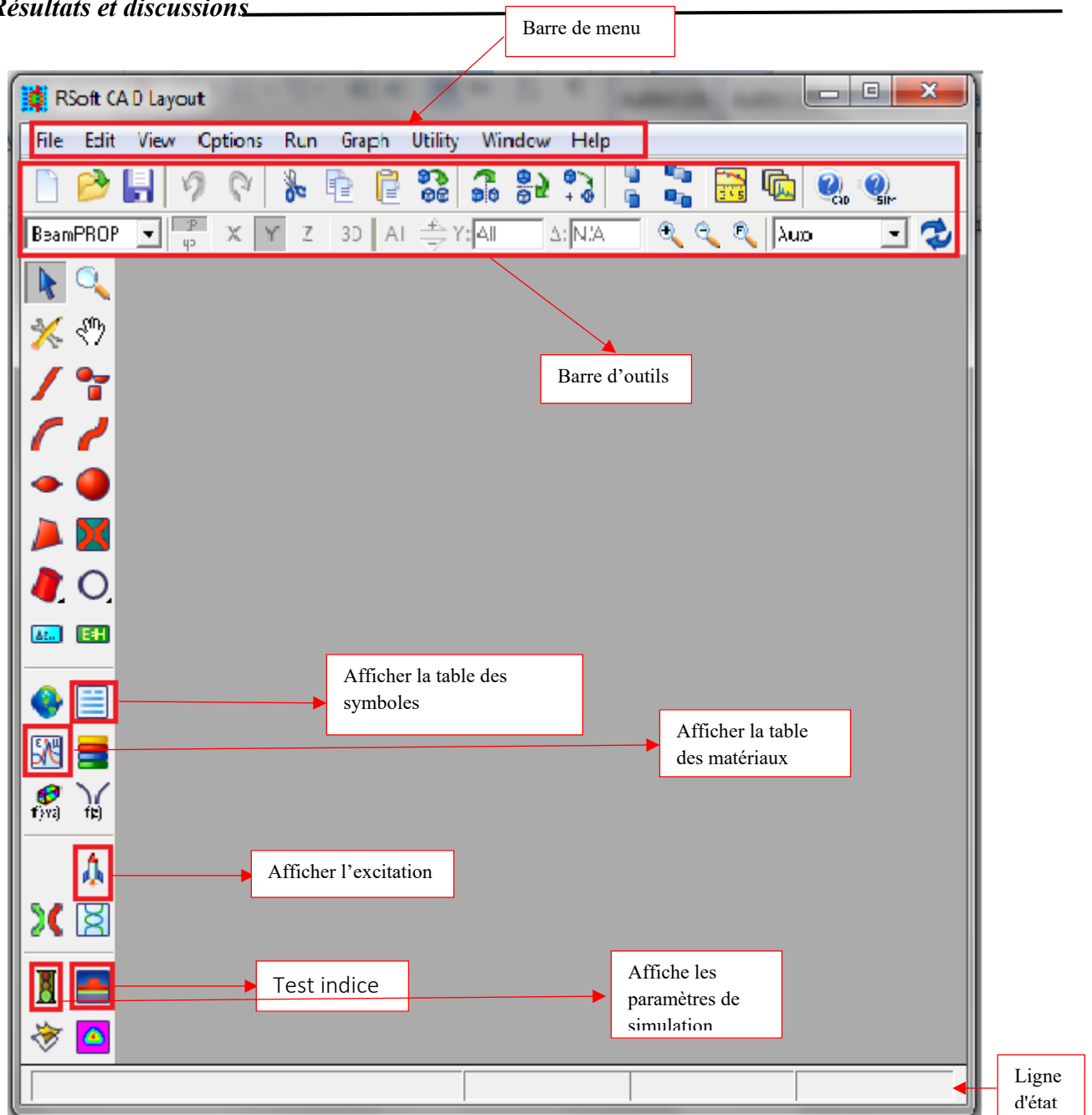



Figure III 1:Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.

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

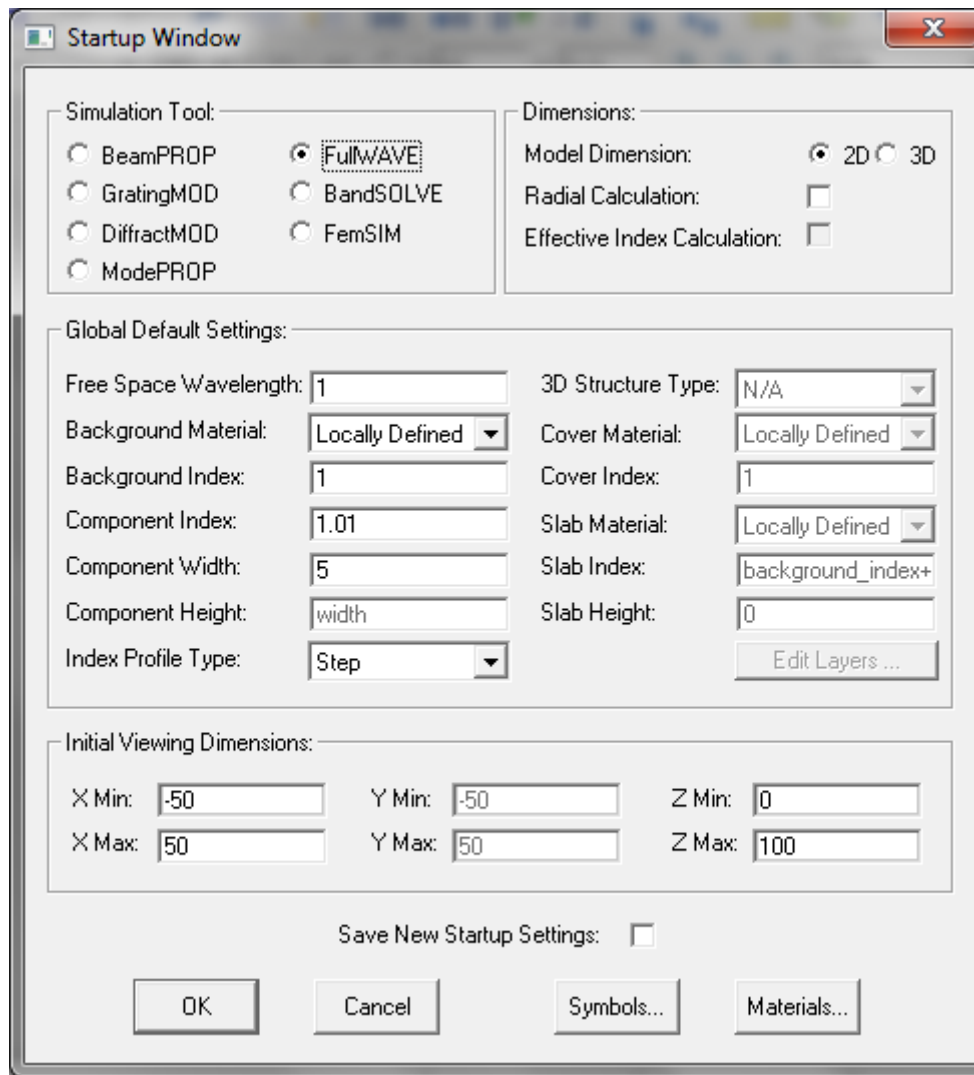


Figure III 2: La fenêtre de démarrage (startup Window)

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

À ce stade, une fenêtre de mise en page est créée dans la fenêtre principale du programme de CAD, comme le montre la figure III.3. Un gros la grille de coordonnées est indiquée par des points et les axes X et Z sont indiqués par des lignes gris clair. Notez que le X représente le transversale et est dessinée horizontalement, et Z représente la direction longitudinale ou de propagation et est dessinée verticalement [58].

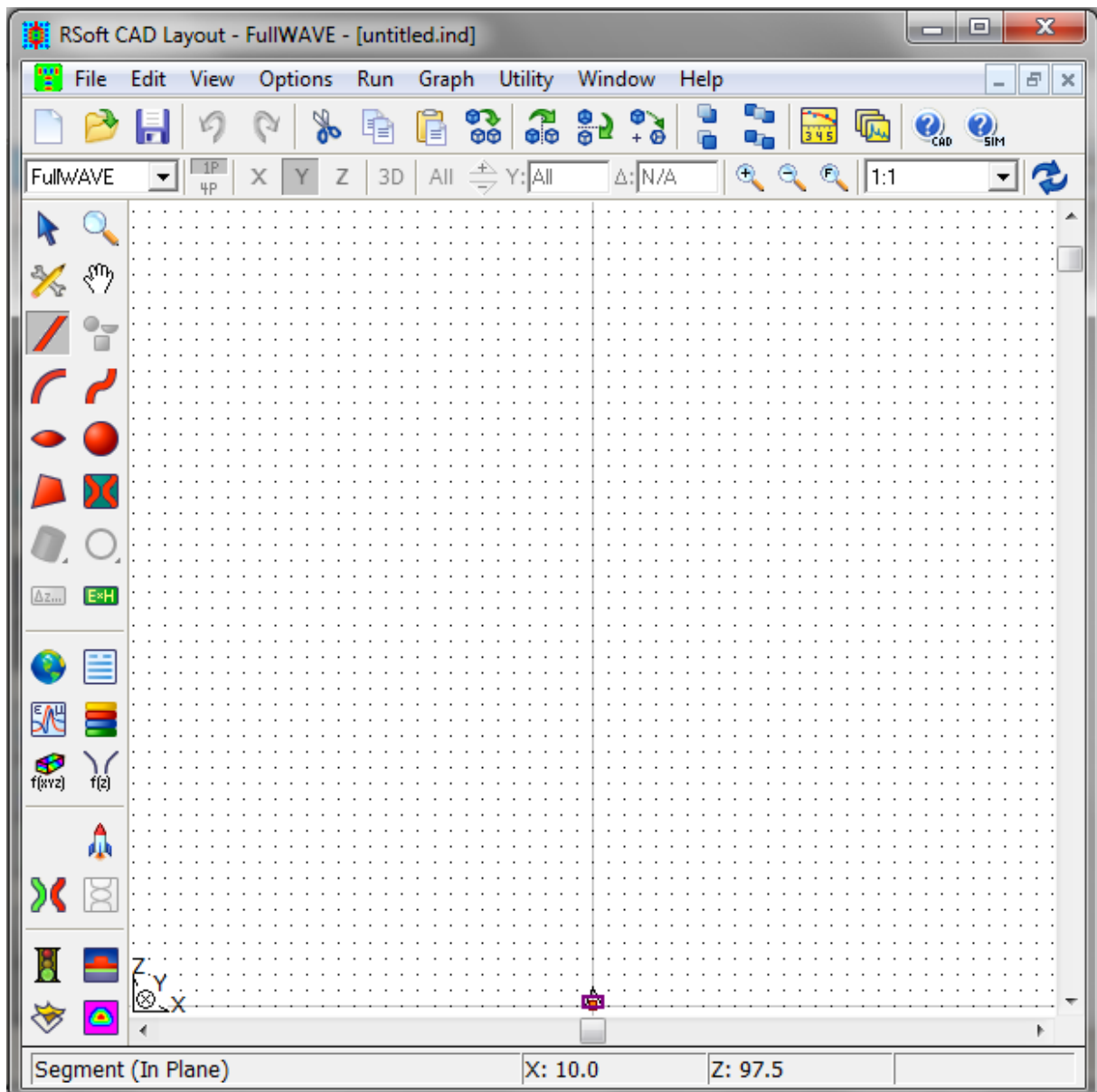



Figure III 3: Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

III.4.1. DETERMINATIONS DES VARIABLES

Pour définir les variables Cliquez sur l'icône  (Edit symboles) dans la fenêtre de RSoft CAD. Le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre (Figure III.4). Ce tableau de symboles permet à l'utilisateur de créer ou modifier le variable défini par l'utilisateur (le rayon, la période, l'indice de réfraction, nombre de rangés).

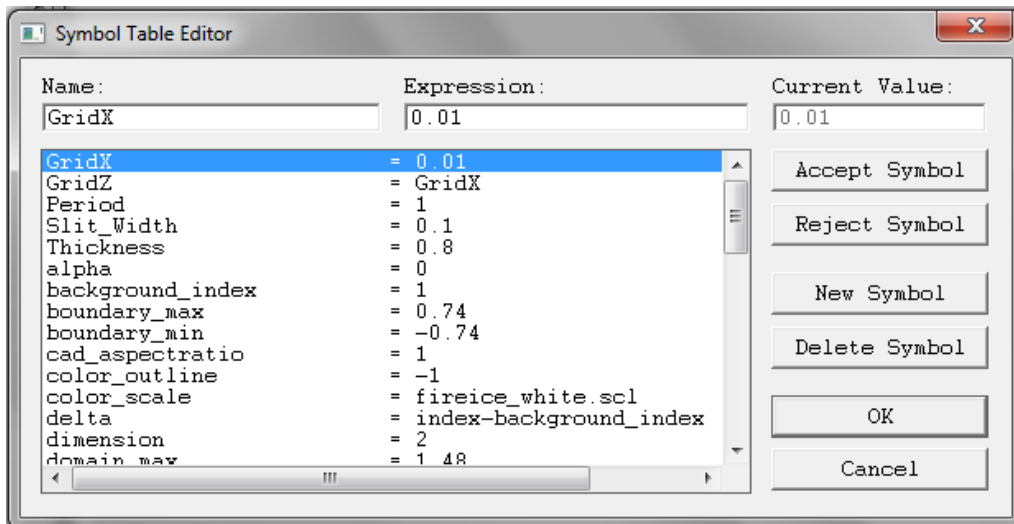



Figure III 4:l'éditeur du Tableau de symboles.

III.4.2. RÉGLAGE LANCER «EDIT LAUNCH FIELD»

Cliquer sur l'icône  (Edit Launch Field) dans la fenêtre de Rsoft CAD. Apparaître l'éditeur de lancer s'ouvre (Figure III.5). Ce la fenêtre crée les paramètres de lancer (type de lancer, le angle, largeur, la position suivent x et y,...).

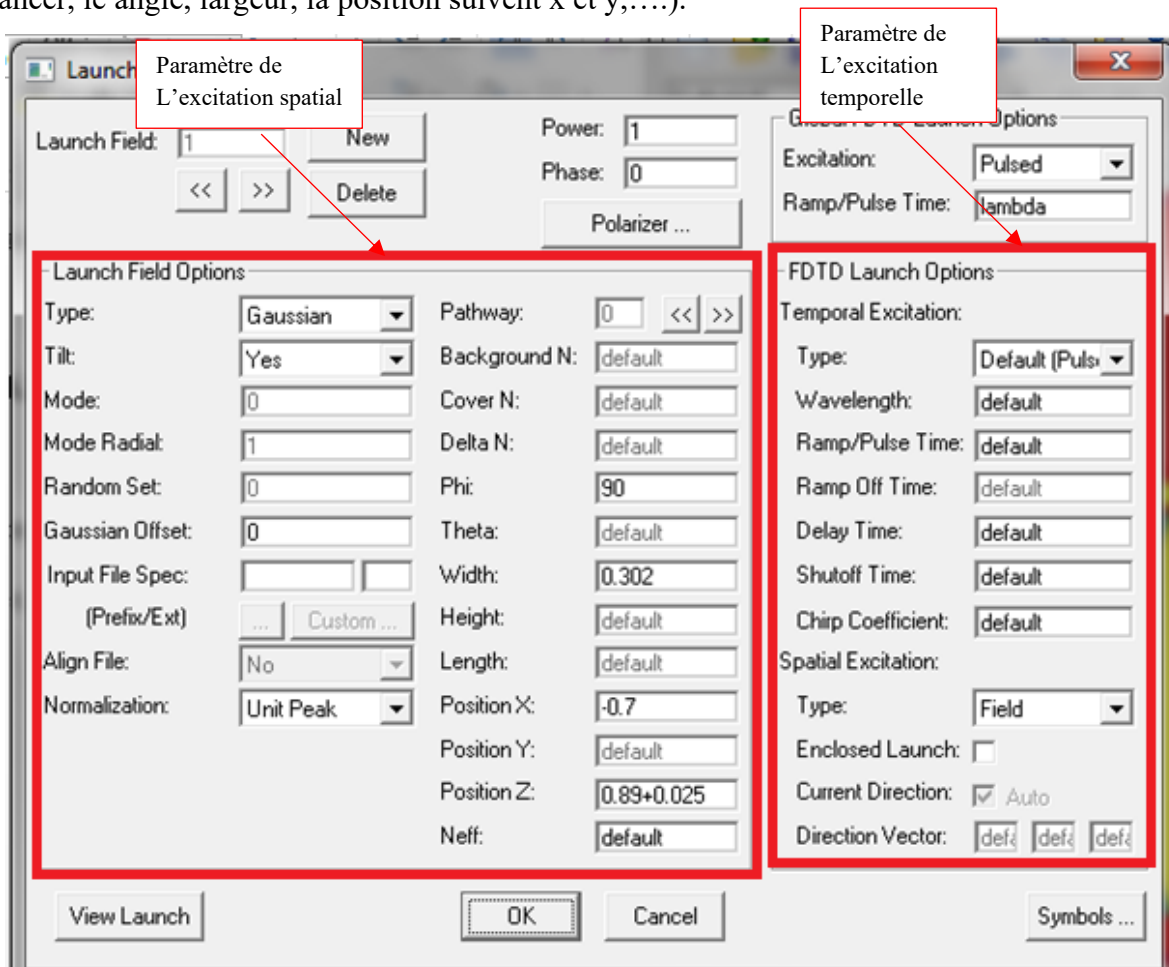


Figure III 5:Boite de lancer «Edit lanuch field».

III.4.3. VERIFIER DE STRUCTURE

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

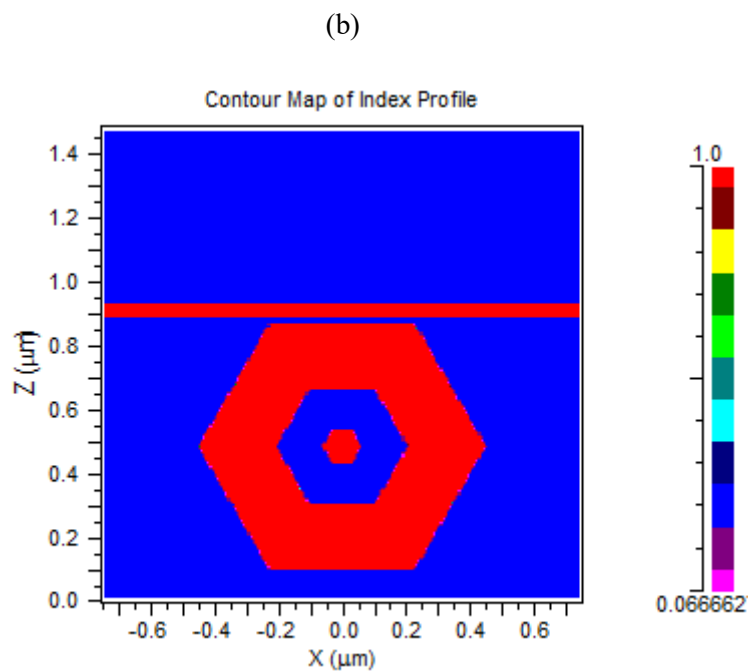
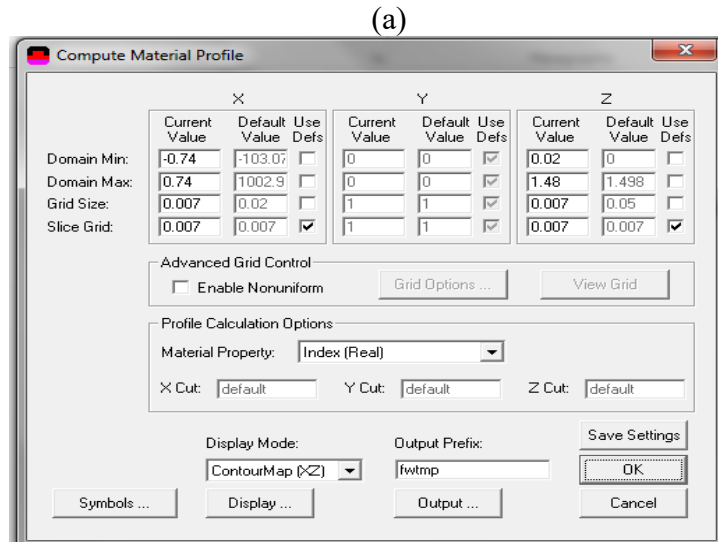



Figure III 6:(a) fenêtre de compute material Profil (b) distribution d'indice de réfraction.

III.4.4. 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 (voir figure III.7).On va choisir **Pulsed** et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier [60].

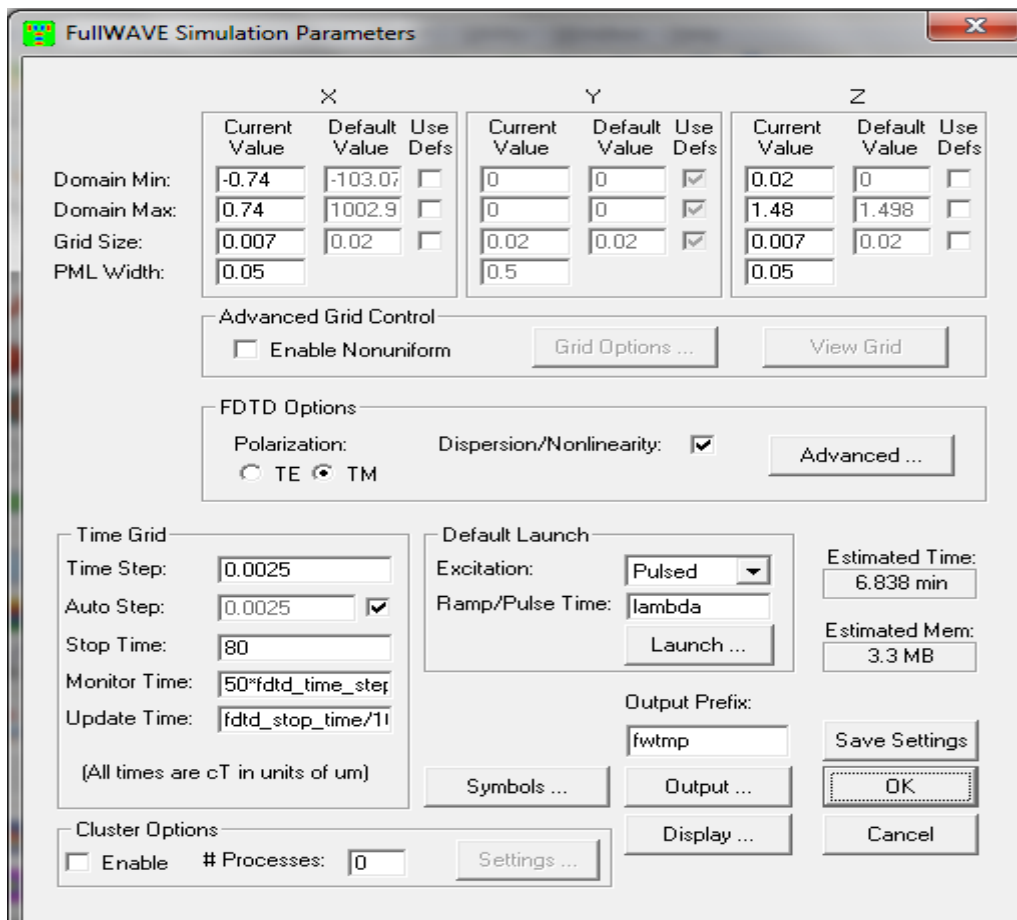



Figure III 7:La fenêtre de paramètres de simulation

III.4.4.1. LANCEMENT DE LA SIMULATION

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

III.4.4.2. LECTURE DES RESULTATS

Afin de regarder 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.

III.5. SIMULATION ET RESULTATS

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 ΔX et ΔZ . Le maillage FDTD utilisé dans la simulation est $\Delta X = \Delta Z = w/20$, où w, est la largeur du guide. Le temps d'échantillonnage est sélectionné pour assurer la stabilité numérique de la Algorithme. Le pas du temps pour la structure 2D est déterminé par

III.5.1 GUIDE D'ONDE

❖ ETUDE DE METAL

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.

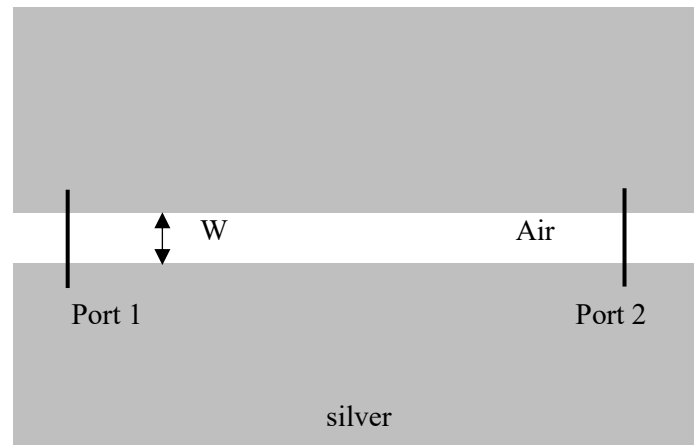


Figure III 8:guide d'onde plasmonique

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

Métal	Transmission%
Argent (Ag)	75
Or (Au)	73
Cuivre (Cu)	70

Tableau III 1: Transmission pour les différents métaux.

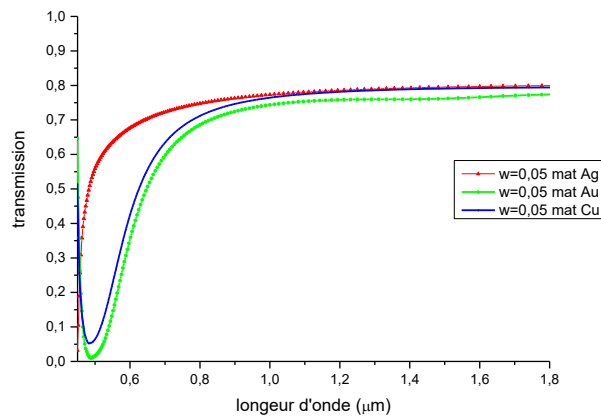


Figure III 9: Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.

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

❖ ÉPAISSEUR DE LA GUIDE

Dans cette manipulation, Le métal est de l'argent et le diélectrique dans le noyau de la structure est supposé être de l'air avec un indice de réfraction $n = 1$. Ensuite nous avons étudié l'effet de la variation de l'épaisseur du guide d'onde entre l'intervalle de [40,100nm]

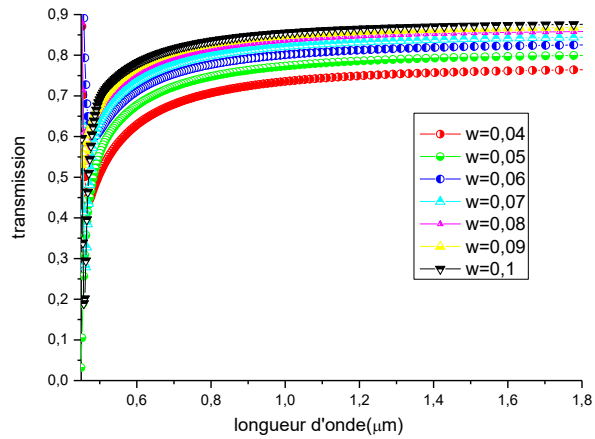


Figure III 10: Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde.

Figure III.10 montre plusieurs courbes du spectre à différentes largeurs de guide.

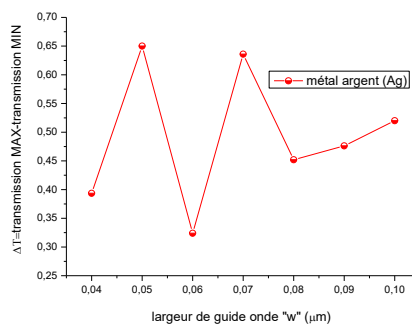


Figure III 11: variation de ΔT (Transmission) en fonction de l'épaisseur (largeur) du guide d'onde w

Figure III.11 represent la variation de l'écart de transmission (entre la valeur minimal et maximal) en fonction de l'épaisseur (largeur) du guide d'onde . et d'après cette figure on conclu que l'épaisseur ideal pour la transmission a guide plasmonique est $w=50\text{nm}$.

III.5.2.STRUCTURE GUIDE/CAVITE (COUPLAGE)

A) COUPLAGE GUIDE-CAVITE CIRCULAIRE

Pour essayer d'améliorer la fonctionnalité de la première structure et l'utiliser pour d'autre application, nous avons proposé la structure de la Figure III.12 qui correspondant à 2 guides et une cavité circulaire avec les paramètres suivante :

- Rayon du cavité R
- Distance entre la cavité et le guide d
- L'épaisseur du guide $w=50\text{nm}$

Ce résonateur est un filtre apparu ces dernières années dans l'optique intégrée.

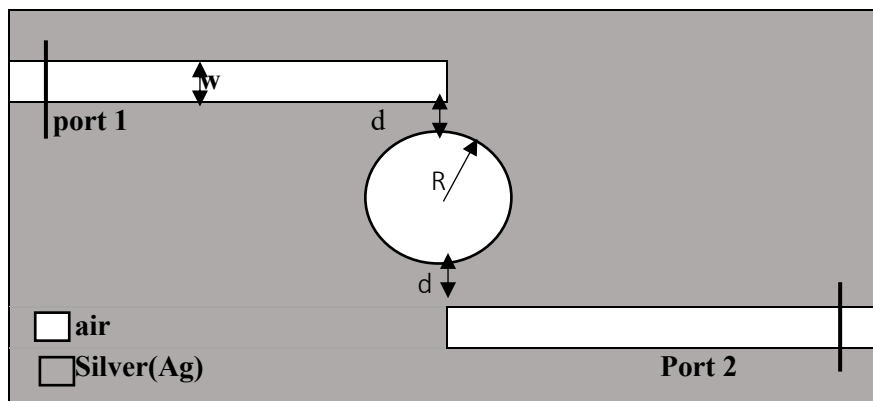


Figure III 12: couplage deux guides cavité circulaire.

Nous utilisons le facteur de qualité $Q = \lambda_0 / FWHM$ pour évaluer les propriétés du filtre à cercle couplé au guide d'ondes MIM, où λ_0 est la longueur d'onde de résonance et FWHM est la largeur totale à la moitié du maximum du pic de résonance [61].

Figure III.13 represent le spectre de transmission simulé de notre structure sous les valeur $d=8\text{nm}$, $r=410\text{nm}$.

Nous avons remarqué qu'il ya deux pics de resonances, mode1 ($\lambda_0 = 950 \text{ nm}$) et mode2 ($\lambda_1 = 1538 \text{ nm}$). Le FHWM des deux pics sont 30 nm , 61 nm respectivement . La propagation des SPP dans le résonateur en cercle couplé au guide d'ondes MIM est représentée sur la figure III.13. Une fois que les SPP sont couplés dans la cavité circulaire, les SPP résonnants sont couplés dans le guide d'ondes de sortie. le facteur de qualité des deux mode sont : $Q_1 = 31.66$ et $Q_2 = 25.21$.

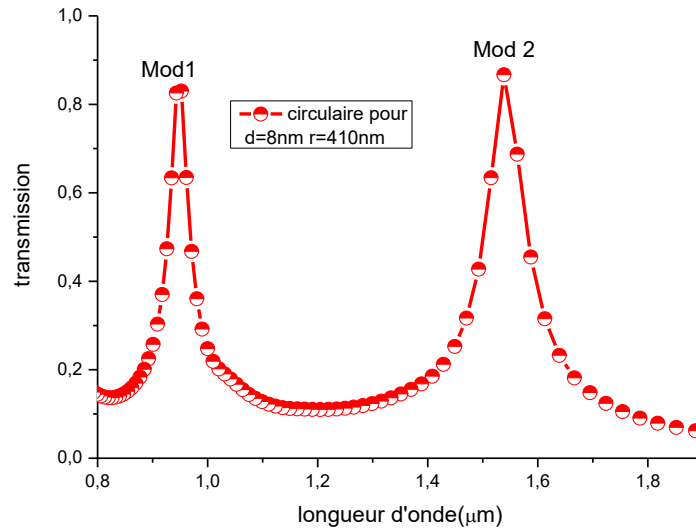


Figure III 13: spectre de transmission du couplage de deux guides à cavité circulaire.

Pour étudier l'effet de variation du rayon R sur la transmission de la cavité couplée au guide d'ondes MIM, R varie de 400 nm à 430 nm par incréments de 10 nm avec $d=8$ nm.

La Figure III.14 trace les spectres de transmission simulés lorsque $r = 400$ nm, 410 nm, 420 nm et 430 nm. Les transmittances des pics de résonance 1 et 2 sont respectivement d'environ 0,8 et 0,95. Avec l'augmentation de R , les pics de résonance présentent des décalages vers les longueurs d'onde les plus grandes. La valeur optimale de R est 410 nm, car il nous donne le meilleur facteur de la qualité.

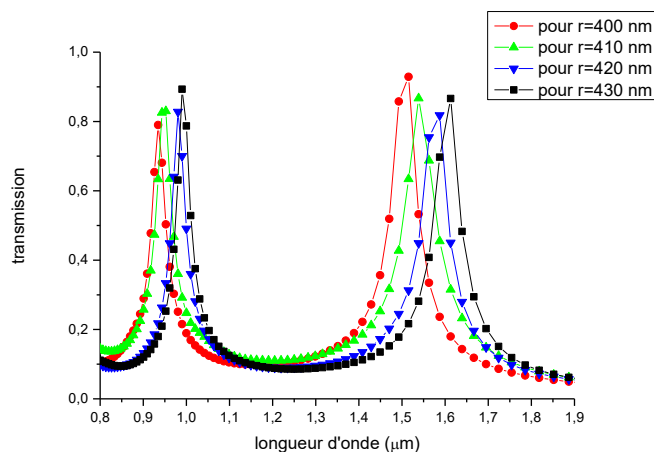


Figure III 14: spectre de transmission pour différentes valeurs de r .

La Figure III.15 représente les spectres de transmission pour d varie entre 8 à 15 nm, avec $r = 410$ nm. Les deux pics de résonance présentent de petits décalages et une atténuation de la transmission avec l'augmentation de d .

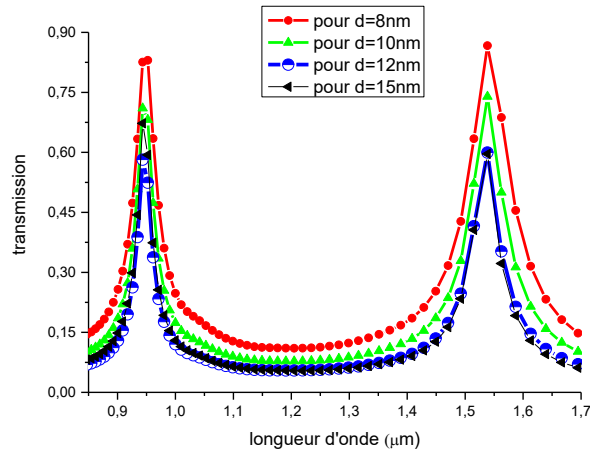


Figure III 15: spectre de transmission pour différentes valeurs de d.

Les propriétés de transmission du cercle couplé à deux guides d'ondes MIM sont simulées par des méthodes FDTD. L'analyse des spectres de transmission montre que la longueur de résonance des deux pics décale en fonction de la variation du rayon R. La transmittance diminue avec l'augmentation de d.

B) COUPLAGE GUIDE-CAVITE HEXAGONAL

GUIDE-CAVITE UN HEXAGONAL

La figure III.16 montre un schéma 2D d'une structure guide d'ondes MIM couplé à une cavité hexagonale latéralement. L est la longueur latérale d'hexagonale, w est la largeur du guide d'ondes MIM et g est l'espace entre la cavité et le guide d'ondes MIM. Le milieu du guide d'onde est défini comme de l'air, avec un indice de réfraction de $n=1$.

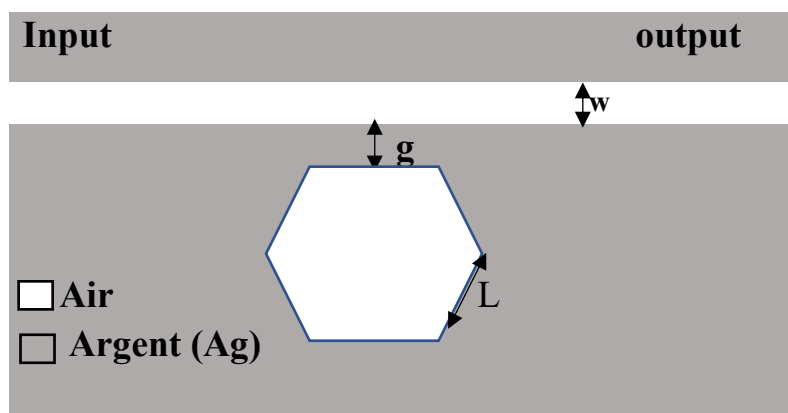


Figure III 16:Le diagramme schématique de la structure avec $L= 450$ nm, $g = 10$ nm et $w = 50$ nm.

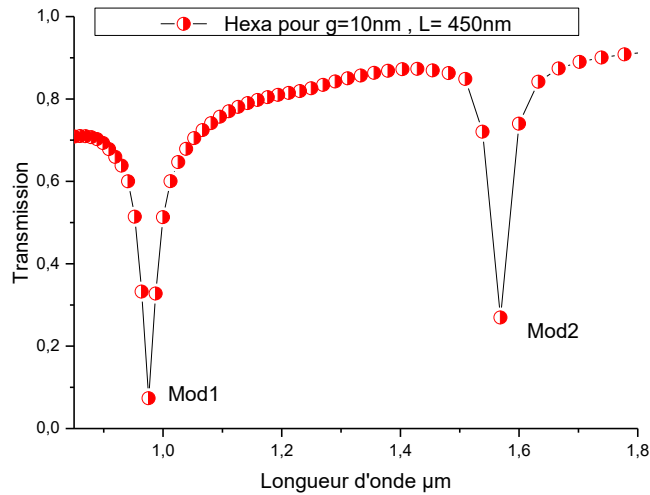


Figure III 17: Spectres de transmission simulés de Structure basés sur la cavité hexagonale.

Nous utilisons la méthode FDTD pour simuler la structure. Le courbe dans le Figure III.17 représenter le spectre de transmission de notre structure, dans ce cas les paramètres utilisé sont $g=10\text{nm}$, $L=450\text{nm}$, $w=50\text{ nm}$, on remarque qu'il y'a deux creux de résonance apparu selon le spectre de transmission sur longueur d'onde ($\lambda_0 =979\text{nm}$) et ($\lambda_1 =1560\text{nm}$). Les creux de résonance ont des valeurs de transmittance d'environ 0.08 et 0.27 avec une FWHM 40.75 nm et 61.32 nm Respectivement. le facteur de qualité pour chaque mode égal

$$Q_1 = 24.02 \text{ et } Q_2 = 25.44.$$

❖ GUIDE-TROIS CAVITE HEXAGONALE

Afin d'améliorer la fonctionnalité de la structure précédente, nous avons proposé une structure contient trois hexagones sous les paramètres suivants $L1= 450\text{nm}$, $L2= 205\text{nm}$, $L3=62.5\text{nm}$, $g=10\text{ nm}$ et $w=50\text{nm}$. Figure III.18.

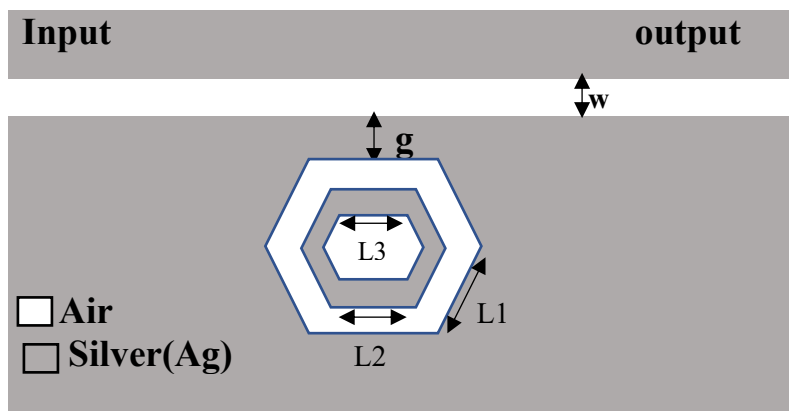


Figure III 18:Le diagramme schématique de la structure avec $L1= 450\text{ nm}$ et $L2=205\text{ nm}$, $L3=62.5\text{nm}$, $g = 10\text{ nm}$ et $w = 50\text{ nm}$.

Figure III.19 représenter le spectre de transmission simulé de notre structure. Nous avons remarqué qu'il y a des creux de résonance 1 ($\lambda_1 = 824\text{nm}$), 2 ($\lambda_2 = 1126\text{ nm}$) et 3 ($\lambda_3 = 2162\text{ nm}$) le FWHM des creux sont 40 nm, 80 nm et 100 nm respectivement. le facteur de qualité pour chaque mode égal $Q_1 = 20.6$ et $Q_2 = 14.07$, $Q_3 = 21.62$.

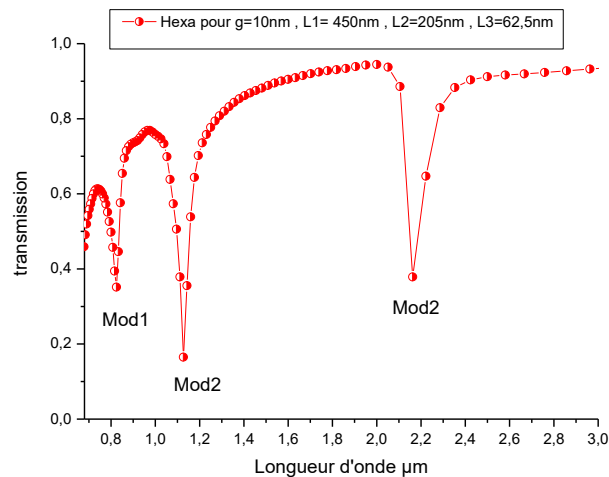


Figure III 19: Le Spectre de transmission de la cavité trois hexagones.

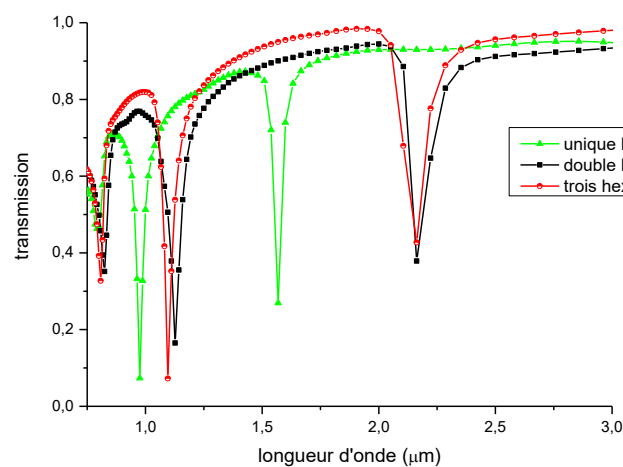


Figure III 20: représentation spectrale pour les différentes structures.

Figure III.20 représenter le spectre de transmission pour trois structures différentes :

Vert : couplage guide d'onde à un hexagonale

Noir : couplage guide d'onde à double hexagonale

Rouge : couplage guide d'onde à trois hexagones

D'après le Figure III.20 , on peut dit que le spectre de transmission de trois hexagonale donne le mielleur resutat.

Facteur de qualité pour chaque type de couplage :

Unique hexagonale : $Q_1 = 24.02$ $Q_2 = 25.44$

Double hexagonale : $Q_1 = 16.48$ $Q_2 = 12.5$ $Q_3 = 19.65$

Trois hexagones : $Q_1 = 27.6$ $Q_2 = 28.07$ $Q_3 = 18.62$

D'après ces résultats on peut conclu que la structure qui correspond à trois hexagones donne une très bonne transmission.

III.6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD. Nous avons également présenté le module de simulation FullWAVE de Rsoft, Cette technique est une méthode bien adaptée pour la modélisation des structures plasmoniques principalement parce qu'elle permet l'accès aux caractéristiques dynamiques des structures (transmission, réflexion, localisation des champs, facteur de qualité de résonateurs, ...).

Le travail a été divisé en plusieurs parties, en premier lieu nous avons étudié la transmission d'un guide plasmonique MIM. Nous avons ensuite étudié le couplage guide cavité. L'optimisation a pour rôle d'améliorer la qualité de transmission et avoir une bonne puissance à la sortie de port de couplage guide cavité circulaire, nous avons analysé la structure, en basant sur les propriétés de la cavité (R, d). L'analyse des spectres de transmission de cette structure montre que la longueur de résonance décale en fonction de la variation du rayon R et la transmittance diminue avec l'augmentation de d. Les meilleurs facteurs de qualité sont obtenus avec les valeurs optimales de R et d (410nm et 10nm respectivement). Enfin, nous avons proposez une structure hexagonale de la cavité qui consiste à trois cavité. Cette structure a été analysée et comparé avec d'autres structures composées d'un et deux hexagones. Les résultats montrent que la structure qui correspond à trois hexagones donne une très bonne transmission

CONCLUSION GENERAL

Conclusion général

Depuis la mise en évidence de l'existence de mode de plasmon de surface au voisinage de la surface d'un métal en 1957, la plasmonique connaît un intérêt croissant. Le développement d'outils de modélisation électromagnétique combiné aux progrès des techniques de nano fabrication ont été exploités pour réaliser des guides métalliques avec un confinement optique sub-longueur d'onde ou encore pour exalter la transmission de la lumière dans les réseaux métalliques de trous. Le guide d'ondes plasmonique MIM (metal –insolator - metal) peut propager le mode SPP à l'échelle des sous-longueurs d'ondes avec une dissipation relativement faible et une grande distance de propagation. Pour cela, nous sommes particulièrement intéressés à étudier et analyser les guide MIM afin d'améliorer de la transmission dans les structures plasmoniques.

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

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté les composantes optiques pour plasmon de surface, et les différents domaines d'applications qui consistent au plasmon de surface. Le dernier chapitre a été consacré à la simulation des différentes structures désiré depuis un guide jusqu'à le couplage guide cavité, en utilisant le simulateur RSoft, le module Fullwave.

Notre travail a été divisé en plusieurs parties, en premier lieu nous avons étudié la transmission d'un guide plasmonique MIM. Nous avons ensuite étudié le couplage guide cavité. L'optimisation a pour rôle d'améliorer la qualité de transmission et avoir une bonne puissance à la sortie de port de couplage guide cavité circulaire, nous avons analysé la structure, en basant sur les propriétés de la cavité (R , d). L'analyse des spectres de transmission de cette structure montre que la longueur de résonance décale en fonction de la variation du rayon R et la transmittance diminue avec l'augmentation de d . Les meilleurs facteurs de qualité sont obtenus avec les valeurs optimales de R et d (410nm et 10nm respectivement). Enfin, nous avons proposez une structure hexagonale de la cavité qui consiste à trois cavité. Cette structure a été analysée et comparé avec d'autres structures composées d'un et deux hexagones. Les résultats montrent que la structure qui correspond à trois hexagones donne une très bonne transmission. Notre étude indique que les structures proposées donnent une très bonne transmission ; et elles peuvent étre utilisé dans plusieurs applications comme le filtrage et la détectionetc.

REFERENCES

REFERENCES

- [1] R. W. Wood, «XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum,» Vols. 1 sur 2396-402, 1902.
- [2] R. W. Wood, «Anomalous Diffraction Gratings,» *phys. Rev*, vol. 48, pp. 928-936, 1935.
- [3] U. Fano, «The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves),» *J. Opt. Soc. Am*, vol. 31, pp. 213-222, 1941.
- [4] D. Pines, «Collective Energy Losses in Solids,» *Rev. Mod. Phys*, vol. 28, pp. 184-198, 1956.
- [5] Raether, «Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings,» *Springer*, 1988.
- [6] E. K. a. H. Reather, «Radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light (Surface plasma waves excitation by light and decay into photons applied to nonradiative modes),» *Zeitschrift Fuer Naturforschung, Teil A*, vol. 23, p. 2135, 1968.
- [7] L. A. S. D. P. a. H. A. A. V. E. Ferry, «Plasmonic Nanostructure Design for Efficient Light Coupling into Solar Cells,» *Nano Lett.*, vol. 8, pp. 4391-4397, 2008.
- [8] H. J. L. H. F. G. T. T. a. P. A. W. T. W. Ebbesen, «Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays,» *Nature*, vol. 391, pp. 667-669, 1998.
- [9] M. h. Y. Dehm, «conception d'un filtre optique basé sur un résistor d'anneau 2D pour les systèmes WDM,» 2019.
- [10] C. CAUCHETEUR, «Plasmon de surface : physique et applications,» *les Techniques de l'Ingénieur*, 2014.
- [11] N. L. Jun Zhu, «Novel high sensitivity SPR sensor based on surface plasmon resonance technology and IMI waveguide structure,» *ELSEVIER*, vol. 17, p. 3, 2020.
- [12] M. BENDJEBBOUR, «Caractérisation d'une structure hétérogène multicouche Application à la génération des modes plasmoniques,» p. 9, 2011.
- [13] M. L. Rida Ahmed Ammar, «Surface plasmon polariton in metal-insulator-metal configuration,» *Int. J. Nanoelectronics and Materials*, vol. 100, pp. 185-194, 2017.
- [14] M. Kanso, «Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique,» *HAL*, p. 17, 2008.

- [15] F. Bardin, «CAPTEUR A FIBRE OPTIQUE A GRADIENT D'INDICE INVERSEBASE SUR LA RESONANCE PLASMON DE SURFACE :APPLICATIONS A LA DETECTION D'ESPECES CHIMIQUES,» *HAL*, pp. 86-87, 2001.
- [16] C. B.Lieddberg, «Biosensing with surface plasmon reonqnce-how it started,» *biosensors & bioelectronic*, p. 10, 1995.
- [17] A. Otto, «The surfaceporation resonance in attenuated total reflection».
- [18] T. t. MEKKI abdelheq, «Etude et conception de capteur plasmonique,» *bidimensionnels pour la bio-détection*, p. 18, 2019.
- [19] Sarid, «Long-Range Surface-Plasma Waves on Very Thin Metal Films.,» *Phy. Rev.*, vol. 47, pp. 1927–1930,, 1981..
- [20] S. (. I. e. T. (. Burke (J. J.), «Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films.,» *Phy, Bev*, vol. 33, pp. 5186, 1986., 1986.
- [21] L. (. M. (. e. B. (. Charbonneau (R.), «Demonstration of integrated optics elements based on long-ranging surface plasmon polaritons.,» *Optics Express*, vol. 13, p. 977–984, 2005.
- [22] H. (. D. (. S. (. L. D. (. (. R. L. (. e. K. (. R. Steinberger (B.), *Appl. Phys.*, vol. 88, pp. 094104,, 28 février 2006..
- [23] M. (. L. e. W. (. P. Kaminow (. P.), «Metal-clad optical waveguides : analytical and experimental study.,» *Appl. Opt.*, vol. 13, p. 396, février 1974..
- [24] P. (. e. P. (. -L. Collin (S.), «Waveguiding in nanoscale metallic apertures.,» *Optics Express*, vol. 15, p. 4310–4320, 2 avril 2007..
- [25] N. (. V. e. M. (. A.), «Channel polaritons.,» *Phys. Rev.*, vol. 66, p. 035403, Jun2002.
- [26] G.-V. (. J. R. (. G. M.-M. (. e. B. (. Moreno (E.), «Channel plasmon-polaritons : modal shape, dispersion, and losses.,» *Opt.Lett.*, vol. 31, p. 3447–3449, 1 décembre 2006..
- [27] V. (. S. D. (. e. E. (. W. Bozhevolnyi (S. I.), «Channel Plasmon-Polariton Guiding by Subwavelength Metal Grooves.,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, pp. 046802,, 22 juillet 2006..
- [28] D. (. W. (. C. B. (. L. (. G.-d. (. P. S. (. G. (. L. (. A. (. R. e. (. Krenn (J. R.), «Squeezing the Optical Near-Field Zone by Plasmon Coupling of Metallic Na-noparticles.,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 2590, 1999..

- [29] M. (. A. e. A. (. A. Appl., «Plasmonics : Localization and guiding of electromagnetic energy in me-tal/dielectric structures.,» *Phys.*, vol. 98, p. 011101, 1 juillet 2005..
- [30] H. (. D. (. A. (. R. L. (. e. K. (. R. Steinberger (B.), «Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides : bends and directional couplers.,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, p. 081111, 22 août 2007..
- [31] K. (. R. S. (. L. (. e. A. (. R. Ditlbacher (H.), «Two-dimensional optics with surface plasmon polaritons.,» *Appl. Phys. Lett.*, vol. 81, pp. 1762–1764,, 2 septembre 2002..
- [32] K. (. e. S. (. Hohenau (A.), «Dielectric optical elements for surface plasmons.,» *Opt. Lett.*, vol. 83, pp. 893–895,, avril 2005..
- [33] L. (. D. (. D. (. E. (. G.-r. (. G. (. U. e. B. (-L. Weeber (J-C.), «Near-field characterization of Bragg mirrors engraved in surface plasmon waveguides.,» *Phys. Rev.*, Vols. %1 sur %270,, pp. 235406,, 6 décembre 2004..
- [34] V. (. S. D. (. L. (-Y. e. E. Bozhevolnyi (S. I.), «Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators.,» *Nature*, vol. 440, p. 508–511, 23 mars 2006..
- [35] E. (. W. W. (-C. e. D. (. Devaux (E.), «Launching and decoupling surface plasmons via micro-gratings.,» *Appl. Phys.*, p. 4936, 2003..
- [36] R. Kekatpure, A. Hryciw, E. Barnard et M. Brongersma, «solving dielectiric and plassmonic wave guide disprsiion relation on a poccket calculator,» *opt, express*, vol. 17, pp. 24112-24129, 2009.
- [37] L. L. ,.-Y. X. a. Z.-D. Z. Shu-Bin Yan, «A Refractive Index Sensor Based on a Metal-Insulator-Metal Waveguide-Coupled Ring Resonator,» *Sensors*, vol. 15, pp. 29183-29191, 2015,.
- [38] K. A. R. Y. Tofiq Nurmohammadi, «demultiplexer based on plasmonic metal–insulator–metal waveguide-coupled ring resonator operating in near-infrared,» *elsevier*, 2017.
- [39] H. o. O. C. o. Solids, «E.D. Palik,» *Academic Press*, vol. 3, 1998.
- [40] P. Mulvaney, «Surface plasmon spectroscopy of nanosized metal particles,» *Langmuir* , vol. 12, p. 788–800, 1996.
- [41] K. A. R. Y. Tofiq Nurmohammadi a, «A proposal for a demultiplexer based on plasmonic metal–insulator–metal waveguide-coupled ring resonator operating in near-infrared spectrum,» *elsevier*, 2017.

- [42] J. Hydroinform., «Neural network river forecasting with multi-objective fully informed particle swarm optimization,» vol. 17, p. 99–113., 2015.
- [43] L. o. é. e. o. e. e. o. Frédérique de Fornel, 1999.
- [44] A. D. T. E. W. Barnes, «Surface plasmon subwavelength optics,» *Nature*, vol. 424, pp. 824-830., (2003).
- [45] Daniel Courjon et Claudine Bainier, «Le Champ proche optique : Théorie et applications,» *Springer*, (2001)..
- [46] M. M. H. K. K. Kneipp, «Surface-enhanced Raman Scattering: Physics And Applications,» *Springer-Verlag*, (août 2006)..
- [47] W. C. by Ricardo Aroca, «Surface-Enhanced Vibrational Spectroscopy,» (2006)..
- [48] B. G. J. H. C. G. M. M. Z. H. H. B. X. L. A. Z. Y. S. F. W. N.] L. Ju, *Nanotechnol.* , vol. 6 , p. 630–634., (2011) .
- [49] N. L. J. L. X. L. J. H. J.T. Liu, *Appl. Phys. Lett.* , vol. 101 , p. 052104, (2012) .
- [50] Z. L. Y. W. P. A. P. N. N. H. Z. Fang, *Nano Lett.* , vol. 12.
- [51] M. V. D. C. A. L. A. F. W. K. M. P. V. P. A. T. N. L. Vicarelli, *Mater.* , vol. 11 , p. 865–871. , (2012) .
- [52] X. D. P. C. C. S. R. . Liu, vol. 41, p. 2283–2307., (2012) .
- [53] A. G. S. M. E. H. P. B. M. K. K. N. F. Schedin, *Nat. Mater.* , vol. 6 , p. 652–655., (2007)
- .
- [54] R. C. L. L. H. Z. J. B. G. L. L. L. Y. H. X. D. N. Y. Liu, *Commun.* , vol. 2 , p. 579., (2011).
- [55] E. Burstein, «caractéristique d'une structure hétérogène multicouche application a la generation des modes plasmonique,» *F. De Martini ed Pergamon*, 1979.
- [56] H. Mahdi, «modélisation par la méthode fdtd des plasmons de surface localisés,» (2012)..
- [57] R. D. Group, «Rsoft CAD 5.1.9 User Guide,» *200 Executive Boulevard ossining*, p. 10562, 2006.
- [58] I. Rsoft Design Group, «« FullWAVE 6.1 User Guide »,» 1999-2011.
- [59] G. d. d. l. «. R. –. », 2014.09..

Références

- [60] S. H. Boudiaf Kenza, «« Etude et conception des capteurs a cristaux Photoniques pour des applications biomédicales»,» (2018)..
- [61] C.-Y. X. Shu-Bin Yan, «A Refractive Index Sensor Based on a Metal-Insulator-Metal Waveguide-Coupled Ring Resonator,» *Sensors*, vol. 15, pp. 29183-29191, 2015.

Abstract

Since the first application of the surface plasmon resonance (SPR) phenomenon two decades ago, this method has made great strides both in terms of instrumentation development and applications. Surface plasmons are waves that propagate along the surface of a conductor. By altering the structure of a metal's surface, the properties of surface plasmons in particular their interaction with light can be tailored, which offers the potential for developing new types of photonic device. In our work we have proposed different structures to improve the transmission in MIM structure. The structures have been numerically and theoretically investigated using the finite difference time-domain (FDTD) method and temporal coupled-mode theory. First, we started with a simple wave guide which we have chosen what is the best waveguide and metal to be used in plasmonic guide. Then we have proposed a structure which contains a circular cavity to study plasmonic coupling, we have changed the different parameters of the circle to see which is the best to come with in coupling a waveguide with a circular cavity. Finally, we propose a comparative study between a hexagonal cavity's one, two and three. In this last study we choose the structure that gave us the best transmission which is the third structure waveguide coupled three hexagonal.

Résumé

Depuis la première application du phénomène de résonance plasmonique de surface (SPR) il y a deux décennies, cette méthode a fait de grands progrès tant en termes de développement d'instrumentation que d'applications. Les plasmons de surface sont des ondes qui se propagent le long de la surface d'un conducteur. En modifiant la structure de la surface d'un métal, les propriétés des plasmons de surface, en particulier leur interaction avec la lumière, peuvent être adaptées, ce qui offre le potentiel de développer de nouveaux types de dispositifs photoniques. Dans notre travail, nous avons proposé différentes structures pour améliorer la transmission dans les structures MIM. Les structures ont été étudiées numériquement et théoriquement à l'aide de la méthode du domaine temporel à différence finie (FDTD) et de la théorie des modes couplés temporels. Tout d'abord, nous avons commencé avec un guide d'ondes simple que nous avons choisi quel est le meilleur guide et métal à utiliser dans le guide plasmonique. Ensuite, nous avons proposé une structure contenant une cavité circulaire pour étudier le couplage plasmonique, nous avons changé les différents paramètres du cercle pour voir lequel est le meilleur à venir avec le couplage d'un guide d'onde avec une cavité circulaire. Enfin, nous proposons une étude comparative entre les cavités hexagonales un, deux et trois. Dans cette dernière étude nous choisissons la structure qui nous a donné la meilleure transmission qui est la troisième structure guide d'onde couplée à trois hexagonales.

ملخص

منذ عقدين من الزمن ، خطت هذه الطريقة خطوات كبيرة (SPR) منذ التطبيق الأول لظاهرة رنين البلازمون السطحي من حيث تطوير الأجهزة والتطبيقات. البلازمونات السطحية هي موجات تنتشر على طول سطح الموصل. من خلال تغيير بنية سطح المعدن ، يمكن تكيف خصائص البلازمونات السطحية على وجه الخصوص تفاعلها مع الضوء ، مما يوفر تم MIM إمكانية تطوير أنواع جديدة من الأجهزة الضوئية. في عملنا اقترحنا هياكل مختلفة لتحسين الإرسال في هيكل فحص الهياكل عدديًا ونظريًا باستخدام طريقة الفروق الزمنية المحدودة. أولاً بدانا بدليل موجي بسيط اخترنا فيه احسن سمك و معدن لاستخدامهما في دليل بلازموني. ثم اقترحنا هيكلا يحتوي على تجويف دائري لدراسة الاقتران البلازموني و قمنا بتغيير الخصائص المختلفة للدائرة لنرى ايها يعطي احسن النتائج. اخيرا اقترحنا مقانة بين ثلاث هياكل بلازمونية سداسية الاول يحتوي على سداسي واحد الثاني على اثنان و الثالث على ثلاث سداسيات في نهاية الدراسة نتج ان الهيكل الذي يحتوي على ثلاث سداسيات اعطى احسن ارسال .