

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE MINISTERE DE
L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE : TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT : ELECTRONIQUE

N° : ME03/2021



DOMAINE : SCIENCES ET
TECHNOLOGIE

FILIERE : ELECTRONIQUE

OPTION : MICRO-ELECTRONIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention Du
diplôme de Master Académique

Par : Bouzidi fatima-Ezzahra

Touama Dounia

Intitulé

**Conception des capteurs optiques à base des
structures plasmonique**

Soutenu devant le jury composé de:

ZOUACHE Tarek

HOCINI Abdesselem.

HARHOUZ Ahlam

Université de M'sila

Université de M'sila

Université de M'sila

Président

Encadreur

Rapporteur

Année universitaire : 2020 /2021

Résumé

Les polaritons de plasmons de surface (SPP) sont des ondes électromagnétiques de surface se propageant le long d'une interface métal-diélectrique et ont de grandes applications potentielles dans la réalisation de circuits optiques hautement intégrés en raison de leur capacité à surmonter la limite de diffraction de la lumière un certain nombre de dispositifs optiques du MIM La structure des guides d'ondes a été largement étudiée, L'introduction de cavités avec des défauts dans le guide d'onde MIM conventionnel a assuré une interaction plus longue entre les modes SPP et les molécules testées du capteur. Dans ce contexte, cette thèse vise l'étude et la conception de nano-capteurs plasmoniques à base de guides d'ondes bidimensionnels métal-isolant-métal (MIM) en argent pour métal pour indice de réfraction (RI). Le but est d'optimiser la sensibilité et la transmission en fonction des paramètres géométriques. Dans cette structure, la sensibilité maximale est obtenue est $S = 2960 \text{ nm/RIU}$. la sensibilité de détection et le niveau du spectre de transmission pouvant être facilement contrôlés en manipulant les paramètres structurels ; sont les principaux avantages de ces structures.

Mots-clé : SPP, MIM, RI, nano-capteur

Abstract

Surface plasmon polaritons (SPP) are surface electromagnetic waves propagating along a metal-dielectric-interface and have great potential applications in making highly integrated optical circuits due to their ability to overcome the limitation of light diffraction a number of optical devices in MIM The structure of waveguides has been extensively studied, The introduction of cavities with defects in the conventional MIM waveguide ensured a longer interaction between the SPP modes and the tested sensor molecules. In this context, this thesis aims to study and design plasmonic nano-sensors based on two-dimensional metal-insulator-metal (MIM) waveguides in silver for metal for refractive index (RI). The goal is to optimize the sensitivity and the transmission according to the geometric parameters. In this structure, the maximum sensitivity is obtained is $S = 2960 \text{ nm / RIU}$. the detection sensitivity and the level of the transmission spectrum can be easily controlled by manipulating the structural parameters; are the main advantages of these structures.

Keywords: SPP, MIM, RI, nano-sensor

ملخص

بولاريتون البلازمون السطحي (SPP) عبارة عن موجات كهرومغناطيسية سطحية تنتشر على طول واجهة معدنية عازلة ولها تطبيقات محتملة كبيرة في صنع دوائر ضوئية متكاملة للغاية نظرًا لقدرتها على التغلب على محدودية حيود الضوء لعدد من الأجهزة البصرية في MIM. تمت دراسته على نطاق واسع. في هذا السياق ، تهدف هذه الأطروحة إلى دراسة وتصميم مستشعرات النانو البلازمية بناءً على أدلة موجية ثنائية الأبعاد للعازل المعدني (MIM) في الفضة للمعدن لمعامل الانكسار (RI). الهدف هو تحسين الحساسية والإرسال وفقًا للمعايير الهندسية. نحن نركز في دراستنا على مفاهيم المستشعرات النانوية RI مع هياكل MIM plasmonic. لوحة دليل موجي قائمة على MIM مقترنة بمرنان حلقي مستطيل الشكل لمستشعر معامل الانكسار القريب من الأشعة تحت الحمراء. في هذا الهيكل ، تكون الحساسية القصوى هي $S = 2385$ نانومتر / RIU. يقترح الهيكل الثاني ؛ حلقة مستطيلة مقترنة بدليل موجي MIM مع تجويف دائري لمستشعر معامل الانكسار. في هذا الهيكل ، وبعد تحسين المعلمات الهيكلية ، يكون الحد الأقصى للحساسية الخطية التي تم الحصول عليها هو $S = 2960$ نانومتر / RIU يمكن أن يكون هذا الهيكل أيضًا بمثابة درجة مرشح ، ويمكن التحكم بسهولة في حساسية الكشف ومستوى طيف الإرسال عن طريق معالجة المعلمات الهيكلية ؛ هي المزايا الرئيسية لهذه الهياكل.

REMERCIEMENTS

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. Hocine Bahri* 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

DEDICACE



Je dédie ce modeste travail :

Aux personnes qui me sont les plus chères dans ce monde, ma mère et mon père, pour leurs sacrifices, leurs encouragements et leurs amours. Vous avez fait de moi ce que je suis en ce moment, un grand merci

Je le dédie encore et encore

A ma mère, tu t'es tellement inquiétée pour moi que je le ressens même en étant loin de toi.

Encore une fois, Mama merci

Je le dédie aussi

A mes très chères sœurs Djamila, Souhila, Wafa.

A l'homme qui loin a mes yeux mais proche a mon cœur, pour leur encouragement et leur m'écoute toujours, merci

A mes amis : Monir, Racha, Maram, Hocine, Mordjana, Rahil, Rima.

A toute personne qui m'a connue, m'a respectée et m'a aimée.

Fatima-ezzahra

DEDICACE



Je dédie ce modeste travail :

Aux personnes qui me sont les plus chères dans ce monde, ma mère et mon père, pour leurs sacrifices, leurs encouragements et leurs amours. Vous avez fait de moi ce que je suis en ce moment, un grand merci

Je le dédie encore et encore

A ma mère, tu t'es tellement inquiétée pour moi que je le ressens même en étant loin de toi.

Encore une fois, Mama merci

Je le dédie aussi

*A mes très chères sœurs: Warda, Sara, Rachida, Sabrina
Et mes frères : Adel, Salal*

A l'homme qui loin a mes yeux mais proche a mon cœur, pour leur encouragement et leur m'écoute toujours, merci

A mes amis : Rachida, Hadjer, Amel, Houda, Siham, Asma, Reem.

A toute personne qui m'a connue, m'a respectée et m'a aimée.

Touama Dounia



Table des matières

Listes des figures.....	IV
Liste des tableaux.....	VII
Liste des équations.....	VIII
Liste des acronymes.....	IX
Introduction général.....	01
Chapitre I : Généralités sur la plasmonique.....	03
I. Introduction.....	04
II. Quelques définitions.....	05
II.1. Plasma.....	05
II.2. Plasmons.....	05
III. Types de Plasmons.....	06
III.1. Plasmons de volume.....	06
III.2. Plasmon de surface.....	06
IV. Types de plasmons de surfaces.....	07
V. Conditions d'existence des plasmons de surface.....	07
VI. Propriétés fondamentales.....	10
VII. La résonance de plasmons de surfaces.....	11
VII. 1. Le principe.....	11
VIII. Relation de dispersion des plasmons de surface.....	12
IX. TECHNIQUES OPTIQUES DE COUPLAGE.....	15
IX.1. Relation de couplage.....	15
IX.2. Description des différents modes de couplage entre PS et lumière.....	16
IX.2.1. Couplage par prisme ou fibre optique (mode ATR).....	16
IX.2.2. Couplage par réseau de diffraction et par la rugosité.....	20
IX.2.3. Couplage directionnel dans un guide d'onde.....	22
IX.2.4. Pointe champ proche.....	22
X. Quelques applications de la plasmonique.....	22
XI. CONCLUSION.....	24
Chapitre II : Mise en œuvre des capteurs SPR optique.....	25
I. Généralité sur les capteurs.....	26
I.1. Définition.....	26
I.2. Différents types de capteurs optiques.....	27

II. Rappel de quelques notions théoriques d'optique guidée	27
II.1. Guide d'onde optique	27
II.2. FILM METALLIQUE.....	28
II.3. RUBAN METALLIQUE	29
II.4. RUBAN DIELECTRIQUE SUR UN FILM METALLIQUE	30
II.5. GUIDE METAL/DIELECTRIQUE/METAL.....	30
II.6. CANAL EN FORME DE SILLON METALLIQUE.....	30
III. capteur à résonance de plasmons de surface (mode délocalisé)	31
III.1. Historique.....	31
III.2. Description qualitative de la résonance de plasmons de surface	32
III.3. Principe de détection.....	33
III.4. Différentes méthodes de détection (spectrale, angulaire, angulospectrale, suivi dynamiqued'interaction).....	34
III.4.1. Interrogation angulaire	34
III.4.2. Interrogation spectrale	36
III.4.3. Principe de la méthode SPR	37
III.4.4. Interrogation en réflectivité et dynamique d'interaction.....	38
IV. Performances des biocapteurs à RPS	40
Chapitre III : Simulation et discussions	41
I. Introduction.....	42
II. Méthodes de modélisation.....	42
III. La méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).....	42
IV. Conditions parfaitement absorbantes aux frontières : PML de Bérenger	43
V. PRESENTATION DU LOGICIEL R-SOFT CAD.....	44
V.1. DEFINITION	44
V.2. Présentation de Full Wave	44
VI. LES ETAPES DE SIMULATION.....	45
VII. DETERMINATIONS DES VARIABLES	47
VIII. RÉGLAGE LANCER «EDIT LAUNCH FIELD»	48
IX. VERIFIER DE STRUCTURE.....	48
X. REALISATION D'UNE SIMULATION.....	49
XI. LANCEMENT DE LA SIMULATION	49
XI.1. LECTURE DES RESULTATS	49
XI.2. SIMULATION ET RESULTATS	49
XII. GUIDE D'ONDE	50

XII.1. ETUDE DE METAL.....	50
XII.2. EPAISSEUR DE LA GUIDE.....	51
XIII. Simulation les structures	52
XIII.1. 1 ^{er} structure.....	52
XIII.1.1. Les variation dans G.....	53
XIII.1.2. Les variation dans D.....	53
XIII.2. 2 ^{ème} structure	54
XIII.3. 3 ^{ème} structure	55
XIII.4. 5 ^{ème} et 6 ^{ème} structures	56
XIII.5. 7 ^{ème} structures.....	56
XIII.6. La sensibilisé.....	58
XIII.7. Les courbes des différents indices dans cette structure.....	58
XIV. conclusion	59
Conclusion Général.....	60
Références.....	63

LISTES DES FIGURES

Figure I.1: Oscillations électroniques a l'interface métal /diélectrique	07
Figure I.2: Géométrie de l'interface métal diélectrique que nous considérons. La composante transverse ψ du champ est représentée, elle correspond à l'équation I.1	08
Figure I.3 :La formation de l'onde évanescente.....	11
Figure I.4 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi	12
Figure I.5 : Illustration d'une interface métal diélectrique	12
Figure I.6 : Relation de dispersion des plasmons de surface.....	14
Figure I.7: Réflexion interne totale (RIT) d'une onde dans un prisme. Illustration de la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ évanescent dans le milieu extérieur d'indice de réfraction (n_s) inférieur par rapport à celui du prisme (n_p).....	16
Figure I.8: Illustration du couplage par prisme, configuration de Kretschman	17
Figure I.9: Illustration du couplage d'une onde lumineuse se propageant dans un prisme sous un angle d'incidence θ , et les plasmons de surface à l'interface métal – milieu extérieur.....	18
Figure I.10: Coefficients de réflexion d'une interface « Argent/Air » en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TM (p) et TE (s). Données de calculs : une couche d'argent de ($\epsilon = -18 + 0,5i$), d'épaisseur 45nm, l'indice du prisme $n = 1.515$	18
Figure I.11: Couplage d'une onde incidente avec un PS à l'aide d'un prisme comme coupleur configuration d'Otto ; b) configuration de Kretschmann.....	20
Figure I.12: Schéma illustrant la contribution de la corrugation de surface sur le couplage lumière –plasmons de surface	21
Figure I.13: Principe du couplage optique par un réseau de diffraction	21
Figure I.14: Couplage d'un mode guidé avec un PS à la surface du métal déposé sur le guide.....	22
Figure II 1 : Principe d'un capteur	26
Figure II.2 : Quelques exemples de grandeurs physiques détectables par des moyens optiques.....	27
Figure II. 3:Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, sepropagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques	28
Figure II. 4:Allure du champ magnétique H_y pour les modes symétrique et antisymétrique du filmmétallique	29
Figure II. 5:Ruban métallique déposé sur un substrat diélectrique. Il constitue un guide pour lesmodes de plasmons de surface couplés se propageant sur les interfaces du ruban	30
Figure II. 6:Ruban diélectrique d'indice s_3 dans un milieu d'indice($s_1 < s_3$) déposé sur unesurface métallique. Les plasmons de surface restent confinés sous le guide d'onde diélectrique.....	30
Figure II. 7: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	30
Figure II. 8: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	31
Figure II. 9:Structure inversée du sillon métalliques (Wedge channel plasmon polariton). Le plasmon de surface se propage le long de l'arête métallique.....	31
Figure II.10 : En haut, nappe de réflectivité en fonctions de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde. En faisant une coupe (traits pointillés en blanc), à une longueur d'onde fixe, exemple à 850 nm, nous pouvons tracer la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence. De même à un angle d'incidence fixé nous pouvons tracer la réflectivité en fonction des longueurs d'onde.....	32

Figure II.11: Principe d'une perturbation due à variation homogène de l'indice de réfraction du milieu environnant	33
Figure II.12: Principe d'une perturbation engendrée par une interaction biomoléculaire à la surface d'une biopuce à RPS. (A) Formation d'une première couche biologique due à l'immobilisation des sondes et d'une deuxième couche biologique due à l'accrochage des cibles. (B) Modèle d'empilement de couches d'indice et d'épaisseur variables.....	34
Figure II.113: (A) Décalage angulaire dû à un saut d'indice $\Delta n = 10^{-2}$ RIU. (B) Décalage angulaire engendré par le dépôt d'une couche biologique sur la surface métallique.....	35
Figure II.14: principe de montage d'un dispositif mono-capturs	36
Figure II.15: (A) Décalage spectral dû à un saut d'indice $\Delta n = 10^{-2}$ RIU pour un prisme SF10 et une épaisseur d'or de 50 nm, à un angle de 53.4°. (B) Décalage spectral engendré par le dépôt d'une couche biologique sur la surface métallique	37
Figure II.16 : Schéma de principe de la méthode SPR.....	37
Figure II.17 : Principe de détection se basant sur l'interrogation en réflectivité. La courbe noire désigne la réflectivité de la puce après avoir déposé les sondes. La courbe rouge représente la réflectivité de la puce après l'interaction sonde –cibles. Finalement, la courbe en bleue souligne la différence de réflectivité due à l'accrochage des cibles	38
Figure II.18 : chaque cinétique commence par la ligne de base où les sondes sont fonctionnalisées à la surface de la biopuce. En injectant les cibles, la réaction cible-sonde se traduit par une stabilisation du signal. Ensuite le rinçage permet l'élimination de l'excès des cibles et la stabilisation du signal. Enfin la régénération de la surface pour une nouvelle mesure : la courbe bleue est associée à une interaction biomoléculaire de forte affinité par contre la courbe verte est associée à interaction biomoléculaire de faible affinité (plus grand τ_{off}).....	39
Figure (III .1) : Représentation de la cellule de Yee	43
Figure. (III .2) – PML de Bérenger	44
Figure (III.3):Fenêtre principale du programme R-Soft CAD	45
Figure (III . 4):La fenêtre de démarrage (startup Window)	46
Figure (III .5):Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit	47
Figure (III .6):l'éditeur du Tableau de symbols	47
Figure (III.7):Boite de lancer «Edit lanuch field».....	48
Figure (III.8) : (a) fenêtre de computer matériel Profil (b) distribution d'indice de refraction	48
Figure (III.9):La fenêtre de paramètres de simulation	49
Figure (III.10):guide d'onde plasmonique.....	50
Figure (III.11): Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.....	51
Figure(III.12): Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde	51
Figure (III.13): variation de ΔT (Transmission) en fonction de l'épaisseu (largeur) du guided'onde w	5
2	
Figure (III.14) : Structure 2D de capteur SPR avec anneau carré.....	52
Figure (III.15): Les signaux de transmissions pour différents valeurs de G,G=10nm, G=15nm,G=20nm	53
Figure (III.16) : Les signaux de transmissions pour différents valeurs de D; D=100nm, D=120nm, D=150nm, D=75nm.....	53
Figure (III.17): schéma de capteur SPR avec 4 cavités de forme cercle	54
Figure (III.18): spectre de transmissions de structure de Figure (III.17).....	54
Figure (III.19): schéma de capteur SPR avec 4 cavités de forme cercle	55
Figure (III.20): Spectre transmissions de schéma figure6 pour différent valeur r.....	55
Figure (III.21) :(a)Structure de capteur SPR (b) les spectres de transmission.....	56

Figure (III.22) :(a) Structure de capteur SPR (b) les spectres de transmission.....	56
Figure (III.23) : La combinaison entre les structures	57
Figure (III.24) : Les 4 signaux de grande transmission de schémas dans Figure (III.23)	57
Figure (III.25) : Les spectre de structure de figure(a)10 pour différent valeur d'indice	58

LISTE DES TABLEAUX

Tableau. I.1 : résumé des polarisations transverses électrique et magnétique	15
Tableau III 1: Transmission pour les différents métaux	50

LISTES DES EQUATIONS

Equation I. 1.....	08
Equation I. 2.....	08
Equation I. 3.....	08
Equation I. 4.....	08
Equation I. 5.....	09
Equation I. 6.....	09
Equation I. 7.....	09
Equation I. 8.....	09
Equation I. 9.....	09
Equation I. 10.....	09
Equation I. 11.....	10
Equation I. 12.....	10
Equation I. 13.....	10
Equation I. 14.....	10
Equation I. 15.....	13
Equation I. 16.....	13
Equation I. 17.....	13
Equation I. 18.....	13
Equation I. 19.....	13
Equation I. 20.....	13
Equation I. 21.....	14
Equation I. 22.....	14
Equation I. 23.....	14
Equation I. 24.....	15
Equation I. 25.....	16
Equation I. 26.....	17
Equation I. 27.....	17
Equation I. 28.....	19
Equation I. 29.....	19
Equation I. 30.....	19
Equation I. 31.....	19
Equation I. 32.....	19
Equation I. 33.....	19
Equation I. 34.....	19
Equation I. 35.....	20
Equation I. 36.....	20
Equation I. 37.....	20
Equation I. 38.....	21
Equation I. 39.....	21
Equation I. 40.....	22
Equation II. 1.....	40
Equation II. 2.....	41

LISTES DES ACRONYMES

MIM métal - isolant - métal

RPS la résonance des plasmons de surface

TE transverse électrique

TM transverse magnétique

CFO Capteur à Fibre Optique

RIU l'unité de l'Indice de Réfraction, ou Réfractive Index Unit en anglais

ADN L'acide désoxyribonucéique

RU unité de résonance

LOD la limite de détection ou limite of détection en anglais

SNR Signal-Noise Ratio

FDTD la méthode du domaine de temps de différence finie

PML Perfectly Matched Layer

RI l'indice de réfraction

INTRODUCTION GENERAL

Introduction général

La photonique des plasmons de surface est un domaine de recherche en évolution. Grâce au développement des techniques de nanofabrication au cours des deux dernières décennies, il devient l'un des domaines de recherche les plus attirants de l'optique au 21^{ème} siècle. Les polaritons plasmons de surface (PPS) ou plasmonique sont l'oscillation collective des électrons libres à la surface des métaux. Les plasmons de surface sont localisés à l'interface métal/diélectrique avec un champ local fortement amélioré, ce qui améliorera l'interaction lumière/matière et nous fournira une nouvelle façon de manipulation de l'information optique à l'échelle nanométrique. Les plasmoniques sont largement étudiés dans beaucoup de domaines en raison de leur avantage unique, tels que la diffusion Raman exaltée de surface (effet SERS), détection médicale, cellule solaire, etc.

Les plasmons de surface ont été originalement découverts par R.W.Wood en 1902, lors de son observation des anomalies dans le spectre de réflectivité spéculaire des réseaux de diffraction, U.Funo (1940) a interprété ces anomalies par l'existence des ondes de surface supportées par le réseau. En 1965, A.Hessel et A.A.Oliner a proposé une théorie plus générale, ils interprètent ces anomalies par des effets de résonance provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau. S'appuyant sur cette idée, trois ans plus tard A. Otto (1968) met en évidence expérimentalement que les ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale frustrée. Dans la même année, E. Kretschmann et H. Raether obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration différente, la méthode de réflexion totale atténuée. Aujourd'hui, l'intérêt pour les plasmons de surface n'est plus à démontrer. En particulier signalons le succès de la résonance des plasmons de surface (SPR) qui permet de mesurer les variations d'indice de réfraction et des épaisseurs de couches organiques avec une grande précision, d'où la conception des capteurs biologiques capables de détecter les interactions entre enzymes et substrat, antigènes/anticorps, ou encore des interactions ADN/protéines.

Plus récemment, une autre forme très ancienne de matière, "l'or colloïdal", réinventée et renommée "Au- nanoparticules", a attiré beaucoup d'intérêt dans le contexte de l'excitation des plasmons de surface (localisée), bien que leur utilisation dans les vitraux depuis des siècles (cf., par exemple, la fenêtre de verre coloré de la cathédrale Notre-Dame à Paris, ou Freiburg Munster, Allemagne). Depuis la découverte de leurs énormes facteurs d'amélioration en spectroscopie Raman ou en spectroscopie optique non-linéaire, ces objets nanoscopiques sont devenus très importants dans les communautés émergentes de nanoscience et nanotechnologie.

Les améliorations obtenues de champ optique sont le résultat de l'excitation résonante de plasmons de surface localisés dans les particules, coquilles, tiges, triangles, cubes, et une douzaine d'autres formes des résonateurs nanoscopiques correspondants réalisés de différents métaux (nobles). La fonctionnalisation intelligente optimisée de surface pour la détection chimique ou biologique spécifique a permis le développement d'outils spectroscopiques pour la détection ultrasensible de biomolécules à partir d'une solution d'analyte avec une limite très haute de détection. Toutes ces caractéristiques des plasmons de surface localisés (RPSL) et délocalisés (RPS) les rend des candidats attrayants pour l'incorporation dans des dispositifs de traitement et de transmission de l'information et de détection biochimique, qui sont plus petits et plus rapides que les dispositifs photoniques existants. Cette thèse explore donc l'utilisation de la résonance des plasmons de surface RPS et RPSL à la détection des molécules et la création des capteurs sensibles aux variations d'indice de réfraction.

CHAPITRE I

Généralité sur la plasmonique

Chapitre I

Généralités sur la plasmonique

I Introduction

La première occurrence de plasmons de surface dans la communauté scientifique remonte au début du XIXe siècle, lorsque R.W.Wood observe en 1902, des bandes sombres, appelées maintenant anomalies de Wood, dans le spectre de réflectivité de réseaux de diffraction [I.1]. Les maintenant anomalies de Wood, dans le spectre de réflectivité de réseaux de diffraction [I.2] ne permettaient pas d'expliquer ce phénomène. En 1941, U.Fano présente une première explication vectorielle du phénomène de diffraction, et introduit la notion d'onde de surface se propageant à vectorielle du phénomène de diffraction, et introduit la notion d'onde de surface se propageant à la surface de réseaux métalliques [I.3]. Ce n'est ensuite qu'en 1957 que Ritchie [I.4] parle pour la première fois de plasmon de surface et montre la possibilité de guider la lumière le long d'une première fois de plasmon de surface et montre la possibilité de guider la lumière le long d'une interface entre un métal et un diélectrique.

C'est en 1968 qu'apparaissent deux nouvelles techniques d'excitation des plasmons de surface, basées sur la réflexion totale interne. Ces deux méthodes assez proches ont été développées parallèlement par A. Otto [I.5] d'une part, et par la collaboration de E. Krestchmann et H.Raether [I.6].

A partir de cette date, la recherche sur les plasmons de surface s'est intensifiée, montrant leur utilité notamment dans la caractérisation de couches minces [I.7] ou le suivi de réactions à la surface d'un métal [I.8]. Conjointement se sont développés également les premiers capteurs plasmoniques, avec la première mise en évidence de détection de gaz et de biomolécule avec une configuration de Kretschmann-Raether.

L'engouement pour la détection par résonance plasmonique de surface (ou SPR surface plasmon Résonance) s'explique par la capacité de tels dispositifs à détecter de très petites variations d'indices de réfraction, avec une très grande précision. Le montage reste basé sur une détection d'amplitude, facile à réaliser. Ces capteurs connaissent donc dans les années 80 un grand succès principalement dans le domaine biomédical, permettant par exemple de suivre en temps réel, et sans marqueurs fluorescents ou radioactifs, des interactions chimiques diverses.

Tous ses développements se basent sur une géométrie planaire pour l'excitation des plasmons notamment parce que les techniques de micro fabrication de l'époque ne permettaient pas de réaliser efficacement des nanostructures pouvant supporter l'excitation de plasmons de surface. Il faut attendre l'année 1998 et les travaux de T. Ebbesen [I.9] sur la transmission

extraordinaire de lumière pour voir apparaître un regain d'intérêt vers l'excitation de plasmons à la surface de nanostructures métalliques. Avec l'aide de nouvelles techniques de micro et nano fabrication plus performantes et moins coûteuses, ces nanostructures trouvent de plus d'applications, puisqu'elles sont plus facilement miniaturisables (laboratoire sur puce), et elles offrent de nouvelles possibilités de guidage de la lumière pour des dimensions inférieures à la longueur d'onde.

Depuis une dizaine d'années, le développement de dispositifs plasmoniques et surtout nanoplasmoniques suit une évolution rapide rappelant celle de la microélectronique de la seconde moitié du XX^e siècle. Un des grands défis de ce domaine est de converger vers des dispositifs portables, pour des diagnostics médicaux notamment, précis et rapides.

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 [I.10]. Lorsque le système polarisable est un gaz d'électrons libre (appelée plasma dans le modèle de Drude), c'est –à-dire lorsque ce matériau est un métal ou présente un caractère métallique, le couplage se produit avec des oscillations électroniques collectives et quantifiées. On utilise alors le terme de plasmon-polariton ou plus simplement plasmon.

II Quelques définitions

II.1. Plasma:

Le plasma est décrit comme une phase de matière constituée de particules chargées d'ions et d'électrons. Il est composé des électrons non localisés dans le matériau. Ce terme est appelé aussi quatrième état de la matière, il a été utilisé en physique pour la première fois par le physicien américain Irving Langmuir en 1928 [I.11] par analogie avec le plasma sanguin.

II.2. Plasmons:

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

III Types de Plasmons

III.1. Plasmons de volume :

Un plasmon de volume est une oscillation d'un gaz d'électrons libres de charge e , de masse m et de densité n . Sa fréquence d'oscillation appelée fréquence plasma est donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$$

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

III.2. Plasmon de surface :

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 évanescent 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 plate 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. Ce dossier détaille le formalisme mathématique

Permettant de décrire les plasmons de surface à une interface métal-diélectrique. Il s'attarde ensuite sur les moyens possibles pour exciter des plasmons de surface, dans le cas des interfaces planaires et cylindriques. Il fournit ensuite quelques considérations sur les plasmons de surface localisés. Finalement, quelques applications dans le domaine de la spectroscopie et des (bios) capteurs sont abordées.

La résolution des équations de l'électromagnétisme pour une onde incidente à une interface entre un métal et un diélectrique aboutit à une solution prévoyant l'existence de modes propres guidés, qui se traduisent par la présence d'ondes de surface, ou « plasmons de surface ». Elles résultent de l'oscillation quantifiée des électrons à la surface du métal.

C'est un phénomène dont la fréquence peut aller de 0 à $\omega_p/2$

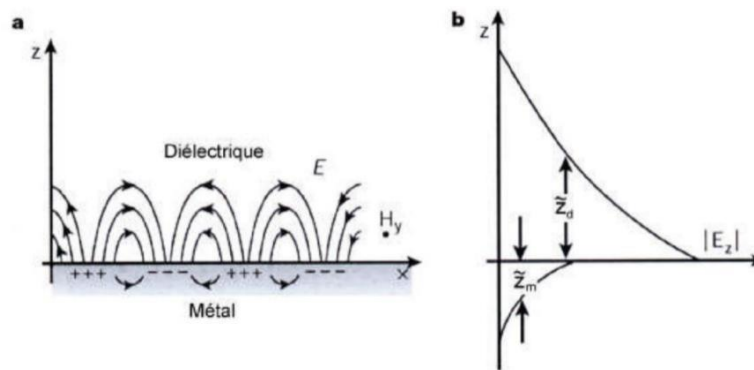


Figure I.1: Oscillations électroniques à l'interface métal /diélectrique

IV Types de plasmons de surfaces:

Il est connu que les plasmons de surface peuvent être divisés en deux sous-groupes suivant leur distance de propagation. Les plasmons de surface localisés et les plasmons de surface délocalisés.

a) Les plasmons de surface délocalisés

sont des plasmons de surface se propageant sur des surfaces métalliques planes. Ce sont ceux que nous considérerons dans la suite.

b) Les plasmons de surface localisés :

sont des excitations localisées du plasma d'électrons à l'intérieur de petites structures d'une taille de quelques dizaines de nanomètres, par exemple des nanoparticules métalliques ou des rugosités de surface de certaines structures.

V Conditions d'existence des plasmons de surface

Pour déterminer les composantes du champ électromagnétique associé au plasmon de surface, nous modélisons le métal comme un milieu diélectrique de constante diélectrique ϵ_m .

Dans le modèle de Drude, la constante diélectrique du métal est donnée par $\epsilon_m = 1 - \frac{\omega^2}{\omega_p^2}$ où ω_p est la pulsation des plasmons de volume (c'est une valeur caractéristique du métal). Cette constante est négative pour une pulsation ω inférieure à ω_p . Cependant, ce modèle ne prend pas compte de toute la complexité du métal, nous avons utilisé pour nos calculs une constante diélectrique complexe de la forme $\epsilon_m = \epsilon_m' + \epsilon_m''$ où ϵ_m' est négatif.

Considérons donc les plasmons de surface comme une onde électromagnétique se propageant à l'interface plane entre un milieu diélectrique et un métal. La pulsation ω de cette onde est liée au vecteur d'onde k par une relation de dispersion caractéristique. Nous allons chercher dans cette partie à trouver les conditions d'existence des plasmons de surface à partir des équations de Maxwell, et des conditions à la limite entre les deux milieux.

Nous considérons deux milieux semi-infinis, l'un constitué d'un milieu diélectrique et l'autre d'un métal. Dans un premier temps nous considérerons un métal parfait non absorbant $\epsilon_m'' = 0$. La

figure. I.2 présente le schéma du système, le plan xoy est défini comme celui de l'interface et la direction z est perpendiculaire à celle-ci. Le plasmon se propage selon la direction x, cela signifie que le système est invariant selon y.

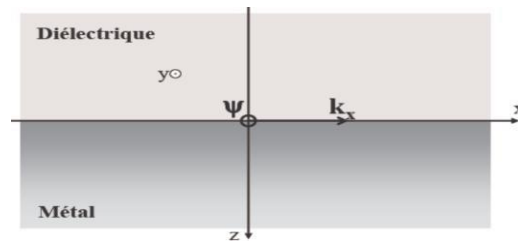


Figure I.2: Géométrie de l'interface métal diélectrique que nous considérons. La composante transverse ψ du champ est représentée, elle correspond à l'équation I.1

Dans ces conditions, si l'on considère une onde polarisée linéairement TE ou TM, nous définissons ψ_j comme étant la composante transversale du champ :

$$\psi_j = \begin{cases} E_{jy} & \text{cas TE} \\ H_{jy} & \text{cas TM} \end{cases} \quad (\text{I.1})$$

Où $j = d; m$ pour signifier le milieu diélectrique ou le métal. Nous considérerons dans tout le calcul la dépendance des ψ_j avec le temps t en $e^{i\omega t}$, les relations de Maxwell aboutissent alors à l'équation de propagation :

$$\Delta \psi_j + \epsilon_j \frac{\omega^2}{c^2 \psi_j} = 0 \quad (\text{I.2})$$

Où ϵ_j est la constante diélectrique du milieu j . Nous savons que le champ ψ_j est évanescents dans la direction z dans les deux milieux, nous cherchons donc une solution qui traduise cette évanescence, sous la forme :

- dans le métal : $z < 0 \quad \psi_m = A_m e^{\alpha_m z} e^{i(k_x x - \omega t)}$
- dans le diélectrique : $z > 0 \quad \psi_d = A_d e^{\alpha_d z} e^{i(k_x x - \omega t)}$

$$(\text{I.3})$$

Où les α_j sont des constantes positives, pour prendre en compte l'évanescence, et k_x n'est pas un imaginaire pur pour traduire la propagation selon la direction x . Intéressons nous maintenant aux conditions à la limite entre les deux milieux. Dans le cas de l'onde polarisée TE, ces conditions se traduisent par les relations :

$$\left. \frac{\partial E_d}{\partial z} \right|_{z=0} = \left. \frac{\partial E_m}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (\text{I.4})$$

$$E_d|_{z=0} = E_m|_{z=0}$$

En remplaçant E_j dans ces relations par les valeurs des relations (1.3) nous obtenons les relations suivantes :

$$-\alpha_d A_d = \alpha_m A_m \quad (\text{I.5})$$

$$A_d = A_m$$

On obtient ainsi $\alpha_m = -\alpha_d$ ce qui est impossible puisque les α_j sont positifs. Ceci démontre que les plasmons de surface ne peuvent exister en mode TE.

Dans le cas d'une onde polarisée en mode TM, les conditions à l'interface s'expriment comme :

$$\frac{1}{\varepsilon_d} \frac{\partial H_d}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{1}{\varepsilon_m} \frac{\partial H_m}{\partial z} \Big|_{z=0}$$

$$H_d \Big|_{z=0} = H_m \Big|_{z=0} \quad (\text{I.6})$$

De même, nous obtenons les relations entre les α_j et A_j :

$$-\frac{\alpha_d A_d}{\varepsilon_d} = \frac{\alpha_m A_m}{\varepsilon_m}$$

$$A_d = A_m \quad (\text{I.7})$$

Il vient donc :

$$\frac{\alpha_d}{\varepsilon_d} = -\frac{\alpha_m}{\varepsilon_m} \quad (\text{I.8})$$

Et puisque α_m et α_d sont positifs, cette relation impose que $\varepsilon_d \varepsilon_m < 0$. Ces ondes électromagnétiques de surface, les plasmons, ne peuvent donc exister qu'à l'interface entre deux milieux de constants diélectriques opposés. Cette condition est vérifiée entre un diélectrique ($\varepsilon_d > 0$) et un métal ($\varepsilon_m < 0$). Ils existent uniquement en polarisation TM et dans la suite des calculs nous ne prendrons plus en compte que le cas $\psi_j = H_j$.

En remplaçant les H_j obtenus (relation (I.3)) dans l'équation de propagation (I.2), nous obtenons:

$$-\alpha_j^2 k_x^2 = \varepsilon_j \frac{\omega^2}{c^2} \quad (\text{I.9})$$

En utilisant dans cette équation le résultat de la relation de continuité (I.8), il vient alors:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m} \right)^{1/2} \quad (\text{I.10})$$

C'est le vecteur d'onde propagatif du plasmon dans la direction x , sur la surface métallique.

Nous considérons maintenant une partie dissipative du plasmon de surface en tenant compte de la partie imaginaire de la constante diélectrique du métal. Le vecteur d'onde k_x du plasmon de surface est alors un nombre complexe, $k_x = k'_x + ik''_x$ (où les k'_x et k''_x sont des nombres réels). En considérant $|\varepsilon'_m| \gg \varepsilon''_m$, nous obtenons alors :

$$k_x' = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_m' \varepsilon_d}{\varepsilon_m' + \varepsilon_d} \right)^{1/2} \quad (\text{I.11})$$

$$k_x'' = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_m' \varepsilon_d}{\varepsilon_m' + \varepsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon_m''}{2(\varepsilon_m')^2} \quad (\text{I.12})$$

Pour que k_x' soit réel, il faut que

$$\frac{\varepsilon_m' \varepsilon_d}{\varepsilon_m' + \varepsilon_d} > 0$$

C'est-à-dire $\varepsilon_d < -\varepsilon_m'$ (avec $\varepsilon_m' < 0$)

Cette condition est plus restrictive que l'inéquation $\varepsilon_d \varepsilon_m < 0$ donnée précédemment, et est également vérifiée dans le cas d'une interface métal-diélectrique.

Nous venons ainsi de donner les conditions d'existence du plasmon de surface. À partir des composantes calculées des champs électromagnétiques associés aux plasmons de surface, nous allons donner des ordres de grandeur des distances associées à ces modes, ainsi que quelques propriétés physiques caractéristiques.

VI Propriétés fondamentales

Extension spatiale des champs

D'après ce qui précède, le champ magnétique du plasmon de surface dans les deux milieux s'écrit :

$$H_m = H_0 e^{\alpha_m z} e^{i((k_x' + ik_x'')x - \omega t)} \quad (\text{I.13})$$

$$H_d = H_0 e^{\alpha_d z} e^{i((k_x' + ik_x'')x - \omega t)}$$

Les termes en $e^{\pm \alpha_j z}$ traduisent l'évanescence dans les deux milieux. Les profondeurs de pénétration du champ dans les deux milieux sont caractérisées par la longueur $\tilde{z}_j = 1/\alpha_j$. Les \tilde{z}_j sont représentés sur la figure 1.1. D'après les équations (1.9) et (1.8), nous trouvons après calcul les valeurs des α_j :

$$\alpha_m = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_m'^2}{|\varepsilon_m' + \varepsilon_d|} \right)^{1/2} \quad \alpha_d = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_d'^2}{|\varepsilon_m' + \varepsilon_d|} \right)^{1/2} \quad (\text{I.14})$$

Il vient alors :

$$\text{dans le milieu métallique } \varepsilon_m \quad \tilde{z}_m = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{|\varepsilon_m' + \varepsilon_d|}{\varepsilon_m'^2} \right)^{1/2}$$

$$\text{dans le milieu diélectrique } \varepsilon_d \quad \tilde{z}_d = \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{|\varepsilon_m' + \varepsilon_d|}{\varepsilon_d'^2} \right)^{1/2}$$

Pour le couple air-argent, $\tilde{z}_{\text{air}} = 262$ nm et $\tilde{z}_{\text{Ag}} = 39$ nm pour une longueur d'onde de 590 nm. Dans le cas d'une interface PVA-argent (le PVA étant une matrice polymère que nous serons amenés à utiliser), $\tilde{z}_{\text{PVA}} = 169$ nm et $\tilde{z}_{\text{Ag}} = 40$ nm pour la même longueur d'onde. Ces grandeurs traduisent la pénétration du champ dans les deux milieux, que l'on appelle l'épaisseur de peau du plasmon de surface. Elles définissent également la profondeur à laquelle les plasmons sont susceptibles d'interagir avec la couche diélectrique. De plus, la relation de dispersion du plasmon sera très sensible à la modification de l'indice sur la distance correspondant à la profondeur de pénétration, et donc à la présence et à l'épaisseur d'une couche diélectrique à la surface du métal.

Longueur de propagation à l'interface

Dans la relation (I.13), le terme en $e^{-k''_x x}$ traduit l'atténuation dans la direction de propagation x . L'intensité des plasmons de surface se propageant le long de l'interface plane, décroît en $e^{-2k''_x x}$. La longueur L_i caractérisant l'absorption des plasmons dans le métal est donc donnée par :

$$L_i = \frac{1}{2k''_x} = \frac{c}{\omega} \left(\frac{\epsilon_m' + \epsilon_d}{\epsilon_m' \epsilon_d} \right)^{3/2} \frac{(\epsilon_m'')^2}{\epsilon_m''}$$

Dans le domaine de longueur d'onde du visible, L_i atteint une longueur de l'ordre de quelques dizaines de μm dans l'argent. Pour une longueur d'onde de 590 nm, nous trouvons pour une interface Ag-air : $L_i = 52.9 \mu\text{m}$, et dans le cas d'une interface PVA-Ag : $L_i = 10.6 \mu\text{m}$.

VII La résonance de plasmons de surfaces :

VII.1. Le principe :

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

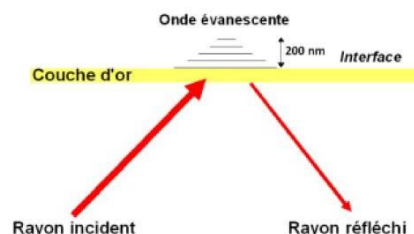


Figure I.3 : La formation de l'onde évanescente.

L'onde évanescente est le point central des mesures d'interactions. En effet, une perturbation de l'onde évanescente, consécutive à l'interaction de biomolécules sur la surface va induire une

diminution de l'angle de résonance directement mesurable. Deux stratégies sont alors envisageables (figure I.4). La première est de suivre les variations d'angle de résonance au cours du temps, il s'agit des systèmes basés sur la Résonance Plasmonique de Surface (SPR) dite «classique». La seconde approche est de travailler à angle fixe et de mesurer les variations de réflectivité induites par la variation d'angle au cours du temps, on parle alors de Résonance Plasmonique de Surface par imagerie (SPRi).

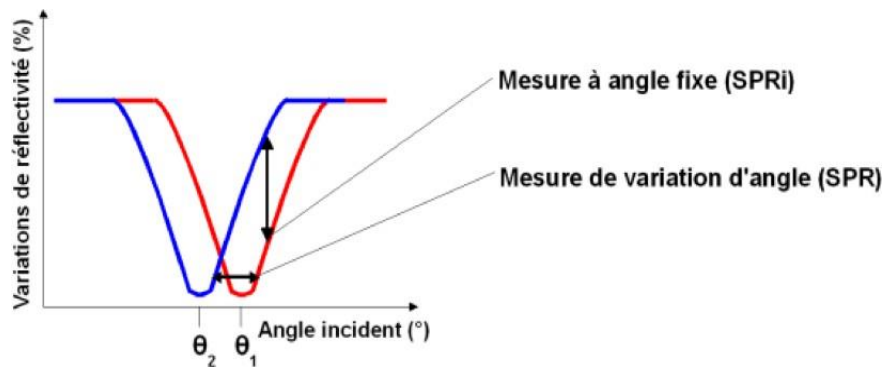


Figure I.4 : Relation entre angle de résonance et mesure du signal en SPR et SPRi.

VIII Relation de dispersion des plasmons de surface

Jusqu'alors nous avons considéré que le « gaz » d'électrons était de dimensions infinies. Considérons maintenant que ce « gaz » d'électrons n'occupe qu'un demiespace, l'autre partie étant occupée par un diélectrique et que les deux milieux semiinfinis ainsi définis sont linéaires, homogènes, isotropes et non magnétiques. Intéressons-nous, en particulier, à une interface plane (Figure I.5). Pour introduire les ondes de surface, nous allons résoudre le problème électromagnétique, ce qui va nous permettre de discuter les conditions d'existence des plasmons de surface.

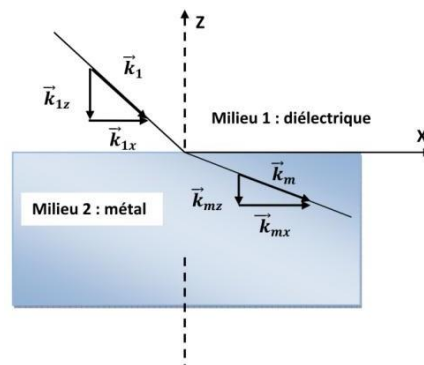


Figure I.5 : Illustration d'une interface métal diélectrique.

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

$$\begin{aligned} \text{Pour } Z < 0 \text{ (dans le métal)} & \quad \begin{cases} \vec{H}_m = (0, \vec{H}_{my}, 0) \exp[+i(k_{mx}x + k_{mz}z - wt)] \\ \vec{E}_m = (\vec{E}_{mx}, 0, \vec{E}_{mz}) \exp[+i(k_{mx}x + k_{mz}z - wt)] \end{cases} \\ \text{Pour } Z > 0 \text{ (dans le diélectrique)} & \quad \begin{cases} \vec{H}_1 = (0, \vec{H}_{1y}, 0) \exp[+i(k_{1x}x + k_{1z}z - wt)] \\ \vec{E}_1 = (\vec{E}_{1x}, 0, \vec{E}_{1z}) \exp[+i(k_{1x}x + k_{1z}z - wt)] \end{cases} \end{aligned}$$

A partir des équations de Maxwell appliquées dans le cas d'une interface parfaitement plane entre le solide et le vide, en particulier de l'équation de Maxwell Ampère ($\vec{\text{rot}} \vec{H} = -\partial \vec{D} / \partial t$) et Maxwell-Faraday ($\vec{\text{rot}} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$), on obtient l'équation de propagation (équation I.15) :

$$\Delta \vec{E} = \frac{\varepsilon(w)}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{I.15}$$

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

$$(k_{1x})^2 + (k_{1z})^2 = \left(\frac{w}{c}\right)^2 \times \varepsilon_1 \quad \text{et} \quad (k_{mx})^2 + (k_{mz})^2 = \left(\frac{w}{c}\right)^2 \times \tilde{\varepsilon}(w) \tag{I.16}$$

avec les conditions de continuité :

$$E_{mx} = E_{1x} \quad ; \quad H_{mx} = H_{1x} \quad ; \quad \varepsilon E_{mz} = \varepsilon_1 E_{1z} \quad \text{et} \quad k_{mx} = k_{1x} = k_x \tag{I.17}$$

En tenant compte de l'équation de Maxwell-Ampère :

$$K_{z1} H_{y1} = \varepsilon_1 E_{x1} \quad \text{et} \quad K_{zm} H_{ym} = -\tilde{\varepsilon}_m H_{xm} \frac{\varepsilon}{c} \tag{I.18}$$

En combinant ces deux égalités et les propriétés de continuité (équation I.20), il vient la relation suivante :

$$-\frac{k_{zm}}{\tilde{\varepsilon}_m} = \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \tag{I.19}$$

En associant les équations (I.16) et (I.19), on peut alors déterminer successivement k_{z1} , et k_{zm} enfin . On obtient alors la relation de dispersion suivante :

$$k_x = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \tilde{\varepsilon}_m}{\varepsilon_1 + \tilde{\varepsilon}_m} \right)^{1/2} \tag{I.20}$$

Cette relation relie la pulsation w et le vecteur d'onde parallèle \vec{k}_x définissant l'onde de surface. Cette relation est appelée la relation de dispersion du plasmon de surface.

Dans le cas du métal parfait, avec $\tilde{\varepsilon}_m = \varepsilon_{mr} + i\varepsilon_{mi}$ nous avons montré que la partie réelle de la fonction diélectrique est négative dans le domaine visible ($\varepsilon_{mr} < 0$) et que la partie imaginaire est voisine de zéro $\varepsilon_{mi} \approx 0$. La relation (I.20) montre alors que les modes surfaciques n'existeront que pour $\varepsilon_1 + \varepsilon_{mr} < 0$, soit pour $\varepsilon_{mr} < -\varepsilon_1$.

Si l'on se rappelle que pour le plasma idéal $s_m = 1 - w_p^2/w^2$ alors les plasmons de surface n'existeront que pour des pulsations w telle que :

$$w < \frac{w_p}{(1+\epsilon_1)^{1/2}} \tag{I.21}$$

Pour les grandes valeurs du vecteur d'onde, on peut caractériser les plasmons de surface par $\epsilon_1 + \epsilon_m = 0$, soit par la définition suivante (équation I.22) :

$$w_{ps} = \frac{w_p}{\sqrt{1+\epsilon_1}} \tag{I.22}$$

Si le diélectrique est l'air, l'équation (I.22) se réduit à la relation bien connue pour les plasmons de surface :

$$w_{ps} = \frac{w_p}{\sqrt{2}} \tag{I.23}$$

Il est alors possible de tracer la relation de dispersion des plasmons de surface comme le montre la Figure I.6.

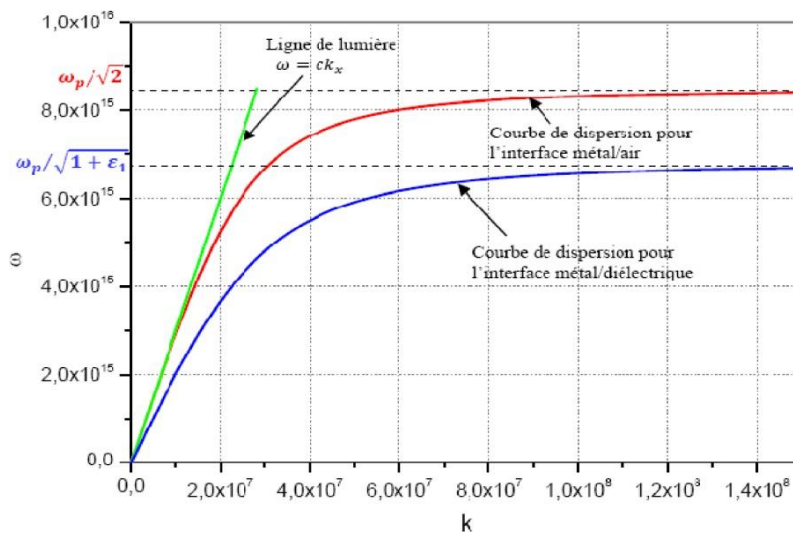


Figure I.6 : Relation de dispersion des plasmons de surface.

Les branches inférieures des courbes de la Figure I.4, représentent la relation de dispersion des PS à l'interface métal/air (ligne rouge) et à l'interface métal/diélectrique en ligne bleue. Au point d'origine ces courbes sont tangentes à la droite d'équation $w = ck_x$. Cette dernière exprime la dispersion de la lumière dans le vide appelée « ligne de lumière ». Quand k_x tend vers l'infini, la pulsation tend vers une valeur asymptotique $w_p = \sqrt{1 + \epsilon_1}$ (asymptote horizontale).

La relation de dispersion des plasmons de surface est donc toujours strictement inférieure à celle de la ligne de lumière comme nous montre la Figure I.6. Cette absence d'intersection (sauf la solution triviale pour $w = 0$) interdit tout couplage ou résonance entre l'onde électromagnétique et un mode de propagation des plasmons de surface. En d'autre terme, il est impossible d'exciter les

PS en éclairant directement le métal avec une onde électromagnétique dite du domaine optique, car l'accord de phase ne peut pas être réalisé. Nous détaillerons néanmoins les méthodes de couplages dans la suite du chapitre. Signalons que Stern et Ferrel ont montré que le mouvement des électrons des plasmons de surface pouvait acquérir un caractère transverse (TM) à la surface de séparation des deux milieux. Mais des conditions de polarisation de la lumière incidente se présentent. Nous rappelons dans le tableau suivant la polarisation et les champs correspondants.

TM ou pulsations (p)	$\begin{cases} E = (E_x, 0, E_z) \\ H = (0, H_y, 0) \end{cases}$
TE ou pulsations (s)	$\begin{cases} E = (0, E_y, 0) \\ H = (H_x, 0, H_z) \end{cases}$

Tableau. I.1 : résumé des polarisations transverse électrique et magnétique.

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

IX TECHNIQUES OPTIQUES DE COUPLAGE

IX.1. Relation de couplage

Dans le début de ce chapitre, nous avons établi la relation de dispersion $w - k$ des plasmons de surface (PS) à partir des équations de Maxwell et des conditions de continuité aux limites ; nous avons alors exprimé cette relation par l'équation I.23 :

$$k_{ps} = \frac{w}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \tilde{\varepsilon}_m}{\varepsilon_1 + \tilde{\varepsilon}_m} \right)^{1/2}$$

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

Ceci s'écrit simplement selon l'équation (I.24).

$$k_{ps} = k_x \tag{I.24}$$

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

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

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

$$k_x \pm \Delta k_x = k_{ps} \quad (\text{I.25})$$

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

IX.2. Description des différents modes de couplage entre PS et lumière

IX.2.1. Couplage par prisme ou fibre optique (mode ATR)

Lors du passage de la lumière à travers un prisme, si l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique défini par la loi de Snell (figure I.9), on observe une réflexion interne totale (RIT).

L'onde réfractée alors ne peut plus se propager, il y a apparition d'un champ évanescent à l'interface prisme-milieu extérieur. Ce champ est qualifié d'évanescence, car on peut montrer que son amplitude décroît exponentiellement suivant l'axe z perpendiculaire à l'interface. On définit alors la profondeur de pénétration, ou l'épaisseur de peau, épaisseur pour laquelle l'amplitude du champ à diminuer de $1/e \sim$

$$0,27$$

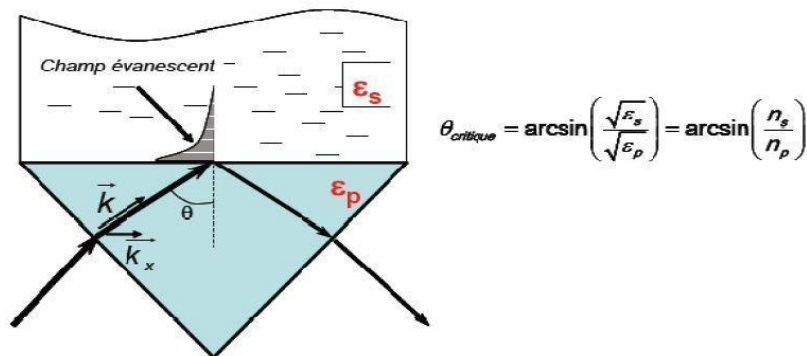


Figure I.7: Réflexion interne totale (RIT) d'une onde dans un prisme. Illustration de la décroissance exponentielle de l'amplitude du champ évanescent dans le milieu extérieur d'indice de réfraction (n_s) inférieur par rapport à celui du prisme (n_p).

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

En effet, pour un angle d'incidence particulier, que nous appellerons angle de résonance, il pourra y avoir égalité entre la composante longitudinale du vecteur d'onde du champ évanescent avec le vecteur d'onde du plasmon. Ce couplage se manifestera par un minimum sur la courbe de réflectivité due à l'absorption de l'énergie par le métal, énergie qui pourra se propager sous forme de PS à l'interface entre le métal et le milieu extérieur. Ce phénomène a pour nom réflexion totale atténuée (ATR).

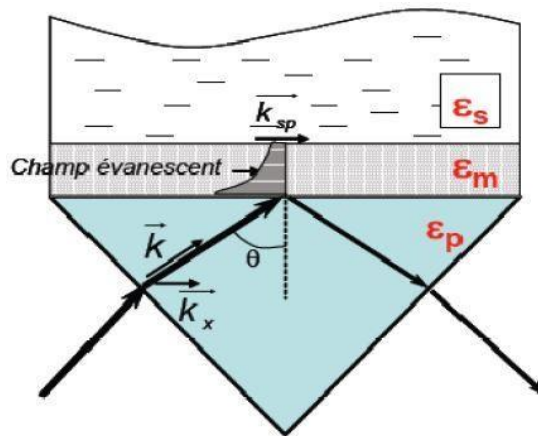


Figure I.8: Illustration du couplage par prisme, configuration de Kretschman

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

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \quad (\text{I.26})$$

et sa projection sur la surface peut s'écrire :

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p} \cdot \sin\theta \quad (\text{I.27})$$

On remarque alors sur la figure I.9, pour des valeurs particulières de ϵ_p , le couplage entre l'onde incidente se propageant dans le prisme et les plasmons de surface à l'interface métal-milieu extérieur

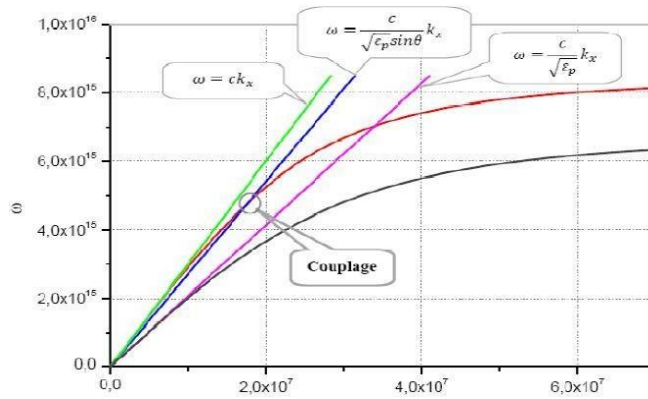


Figure I.9: Illustration du couplage d’une onde lumineuse se propageant dans un prisme sous un angle d’incidence θ , et les plasmons de surface à l’interface métal – milieu extérieur.

Ce phénomène a lieu pour un angle d’incidence, tel que deux courbes de dispersion se croisent (Fig. I.9). La résonance plasmonique se traduit par un accroissement de l’efficacité du transfert d’énergie de l’onde lumineuse aux plasmons de surface. Ce qui explique l’apparition d’un pic d’absorption sur le spectre angulaire de la réflectivité du multicouche (Fig. I.10). Notons qu’un bon choix de paramètres optiques du système permet même d’annuler sa réflectivité à un certain angle d’incidence.

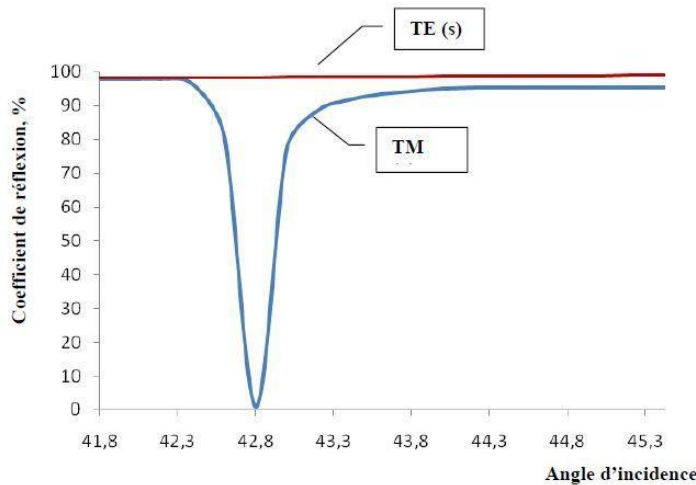


Figure I.10: Coefficients de réflexion d’une interface « Argent/Air » en fonction de l’angle d’incidence pour les polarisations TM (p) et TE (s). Données de calculs : une couche d’argent de ($\epsilon = -18+0,5i$), d’épaisseur 45nm, l’indice du prisme $n=1.515$

La position angulaire du pic d’absorption (angle SPR) est sensible principalement à la partie réelle des permittivités diélectriques des milieux du multicouche. La largeur à mi-hauteur du pic, quant à elle, est quasiment proportionnelle à la partie imaginaire des permittivités de ces milieux.

La fréquence maximale des plasmons de surface qu’on peut exciter par une onde lumineuse varie en fonction de l’indice du prisme ($n_p = \sqrt{\epsilon_p}$). Afin de trouver cette fréquence, on pose : $\sin \theta = 1$ et

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{prisme}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon' + 1}$$

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

$$Max(\omega_s) \approx \omega_p \sqrt{\frac{\varepsilon_p - 1}{2\varepsilon_p - 1}} \quad (\text{I.28})$$

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

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

$$k_{sp} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega) \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon(\omega) + \varepsilon_d}} = k_{sp}^{reel} + ik_{sp}^{imag} \quad (\text{I.29})$$

$$k_{sp}^{reel} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_{reel}(\omega) \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon_{reel}(\omega) + \varepsilon_d}} \quad (\text{I.30})$$

$$k_{sp}^{imag} = k_{sp}^{reel} \cdot \frac{\varepsilon_{imag}}{2\varepsilon_{reel} \cdot (\varepsilon_{reel} + \varepsilon_d)} = k_0 \left(\frac{\varepsilon_{reel} \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon_{reel} + \varepsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon_{imag}}{2\varepsilon_{reel}^2} \quad (\text{I.31})$$

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

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

$$k_x = k_0 \cdot n_{prisme} \cdot \sin \theta \quad (\text{I.32})$$

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

$$k_0 \cdot n_{prisme} \cdot \sin \theta = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_{reel}(\omega) \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon_{reel}(\omega) + \varepsilon_d}} \quad (\text{I.33})$$

Ce qui donne finalement :

$$\theta_{spr} = \arcsin \left(n_{prisme}^{-1} \sqrt{\frac{\varepsilon_{reel}(\omega) \cdot \varepsilon_d}{\varepsilon_{reel}(\omega) + \varepsilon_d}} \right) \quad (\text{I.34})$$

En pratique, il y a deux configurations utilisées : la configuration d'Otto (figure I.12-a) et celle de Kretschmann [10] (figure I.12-b). La configuration d'Otto, dite aussi couplage par « frustration », peut poser des problèmes de reproductibilité liés au contrôle de l'épaisseur séparant le prisme du métal (gap). La configuration de Kretschmann vient contourner cet inconvénient, puisque le gap est défini par l'épaisseur de la couche métallique. L'extension du champ électrique généré par les plasmons de surface est plus importante dans un diélectrique (verre) que dans le métal (cf. paragraphe sur les extensions spatiales). Pour cette raison, le « gap » est beaucoup plus fin dans la configuration de Kretschmann. Signalons que dans la configuration d'Otto, le couplage entre le

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

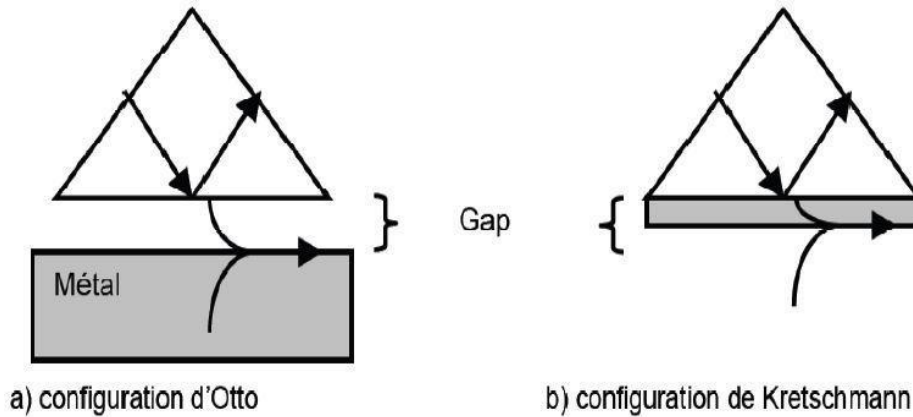


Figure I.11: Couplage d'une onde incidente avec un PS à l'aide d'un prisme comme coupleur configuration d'Otto ; b) configuration de Kretschmann .

IX.2.2. Couplage par réseau de diffraction et par la rugosité

Une autre façon très élégante de coupler la lumière avec les plasmons de surface est d'utiliser un réseau de lignes ou de plots métalliques.

Comme dans le cas du couplage optique par un prisme, le SPR aura lieu lorsque la condition formulée par l'équation (I.24) 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 plasmons de surface :

$$k'_{xm} = k_{sp}^{reel} \tag{I.35}$$

Cette projection tangentielle s'exprime comme suit :

$$k'_{xm} = k_x + mG \tag{I.36}$$

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

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

$$\beta_{\pm 1} = \arcsin \left[\pm \frac{\lambda_0}{nd} m - \sin \theta \right] \tag{I.37}$$

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 (Fig. I.12.).

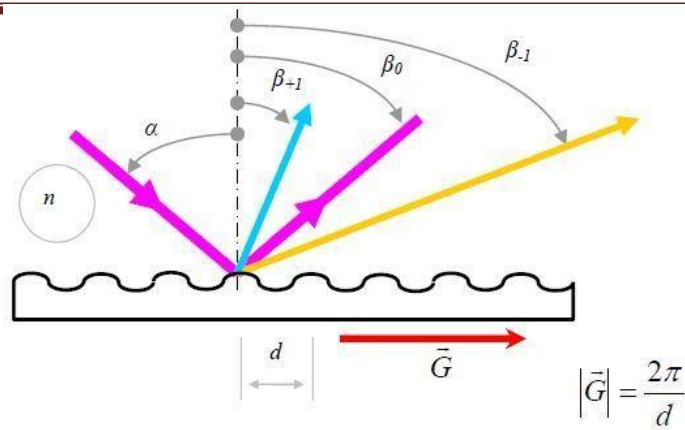


Figure I.12: Schéma illustrant la contribution de la corrugation de surface sur le couplage lumière – plasmons de surface.

Alors, le couplage entre les plasmons de surface et l'ordre de diffraction m aura lieu si :

$$n \sin \theta + m \frac{\lambda_0}{d} = \pm \sqrt{\frac{\epsilon_r \cdot n^2}{\epsilon_r + n^2}} + \Delta n_{eff} \tag{I.38}$$

Où Δn_{eff} dénote une perturbation de l'indice effectif des PS due à la présence du réseau, [I.12].

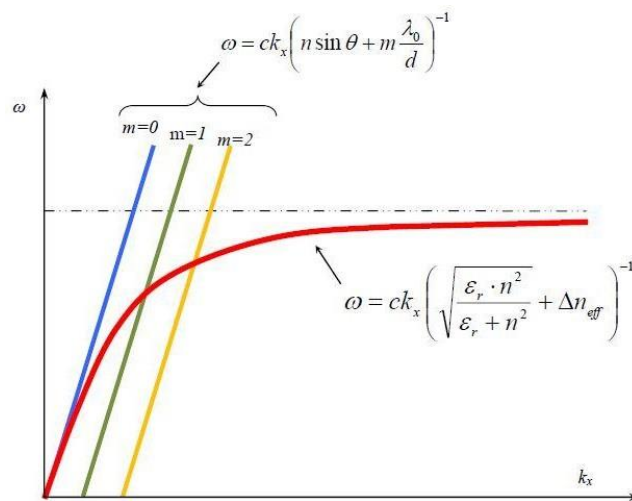


Figure I.13: Principe du couplage optique par un réseau de diffraction.

Ainsi, l'angle de SPR d'un réseau métallisé vaut :

$$\theta_{spr} \approx \arcsin \left(n^{-1} \left[\sqrt{\frac{s_r \cdot n^2}{s_r + n^2}} \pm m \frac{\lambda_0}{d} \right] \right) \Big|_{\substack{n=1(\text{air}) \\ m=\pm 1}} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{s_r}{s_r + 1}} \pm \frac{\lambda_0}{d} \right) \tag{I.39}$$

Étant donné que pour la plupart des métaux, dans le visible et infrarouge

$s_r \gg 1$, $\sqrt{s_r / (s_r + 1)} \rightarrow 1$. La période du réseau de couplage optique vaut, alors :

$$d_{SPR} = \lambda_0 \left(\sqrt{\frac{\epsilon_r}{\epsilon_r + 1}} \pm \sin \theta \right)^{-1} \approx \frac{\lambda_0}{1 + \sin \theta} \quad (\text{I.40})$$

IX.2.3. Couplage directionnel dans un guide d'onde

Un plasmon de surface peut évidemment être excité par un autre plasmon de surface, et il est généralement plus utile et plus facile de l'exciter par un mode guidé. Cette dernière solution présente un intérêt dans la réalisation de polariseurs. Le coupleur directionnel permet le transfert d'énergie entre deux structures lorsqu'elles sont suffisamment proches l'une de l'autre. Les structures associées sont une interface entre un métal et un diélectrique et un guide d'onde avec un substrat métallique [12]

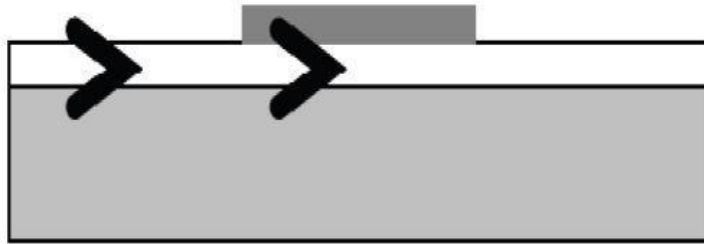


Figure I.14: Couplage d'un mode guidé avec un PS à la surface du métal déposé sur le guide.

Comme nous l'avons vu, deux modes doivent avoir le même indice effectif pour que leur couplage soit efficace.

IX.2.4. 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]

Ainsi, si l'on approche ces sources au voisinage ultime de l'interface à investiguer (d'une distance de l'ordre de quelques dizaines de nm ou moins), un PS est susceptible d'être couplé, si là encore, la condition de résonance est satisfaite (fréquence de la lumière adapté...).

X Quelques applications de la plasmonique :

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

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

- Lacosmétique (historiquement des traces de nanoparticules métalliques ont été retrouvées dans des cosmétiques égyptiens) ;

- Les guides d'ondes et le transfert optique de données ;

- Le biomédical (test de grossesse, diagnostic, traitement photo thermique du cancer...)

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

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

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

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

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

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

- Les lasers.

- Les super lentilles.

XI

CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons brièvement rappelé l'origine des plasmons de surface et nous avons présenté d'une part l'étude de leurs propriétés dans des films métalliques continus (la résonance des plasmons de surface délocalisés) qui sont:

- ❖ Les caractéristiques de l'onde plasmons de surface (la profondeur de pénétration et la longueur de propagation).

- ❖ La représentation graphique de relation de dispersion (k - ω). Ceci nous a permis de décrire comment Otto puis Kretschmann et Raether ont réussi à contourner le caractère non radiatif des plasmons de surface et ainsi les coupler avec la lumière.

- ❖ Les conditions d'excitation.

Dans une seconde partie, nous présentons le comportement des plasmons dans les nanoparticules métalliques (la résonance des plasmons de surface localisés) et les principales lois qui le régissent.

CHAPITRE II

MISE EN ŒUVRE DES
CAPTEURS SPR OPTIQUE

Chapitre II

MISE EN ŒUVRE DES CAPTEURS SPR OPTIQUE

I. Généralité sur les capteurs

I.1. Définition

Un capteur est un dispositif qui sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite connaître et caractériser délivre une grandeur physique exploitable (signal électrique par exemple). On parle aussi de transducteur (Figure II.1), puisque la grandeur physique d'entrée est généralement transformée en une autre grandeur physique de sortie comme un signal électrique tel qu'un courant, une tension, une charge, une impédance, etc.

Le capteur permet de prélever une grandeur abstraite, appelée information, qui sélectionne un événement particulier parmi un ensemble d'événements possibles. Pour pouvoir être traitée, cette information sera portée par un support physique, appelé alors de signal. L'information délivrée par un capteur pourra être logique (2 états), numérique (valeur discrète) ou analogique. D'une façon générale, les capteurs peuvent être classés selon deux critères:

- Grandeur mesurée : capteur de position, de température, de vitesse, de force, de pression, etc.
- Caractère de l'information délivrée : capteurs logiques appelés aussi capteurs tout ou rien (TOR), capteurs analogiques ou numériques.

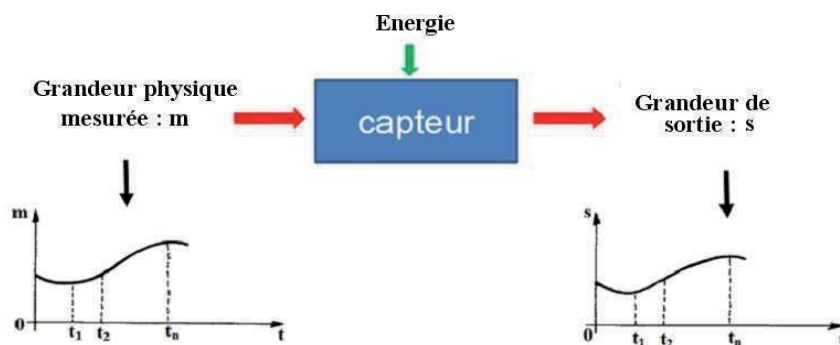


Figure II 1 : Principe d'un capteur.

I.2. Différents types de capteurs optiques

L'utilisation de composants optiques, comme la fibre optique standard ou sous-marine dans les domaines des télécommunications optiques^[II.1, II.2, II.3], a conduit à s'affranchir des perturbations électromagnétiques basses fréquences et à limiter les pertes optiques par propagation. Cette limitation a donc permis de mieux étudier le comportement des dispositifs optiques vis-à-vis des perturbations environnementales. Ainsi, le développement de capteurs optiques performants est rendu possible en s'intéressant aux différents mécanismes d'interactions physiques extérieurs que l'on souhaite caractériser (Figure II.2). Il existe actuellement plusieurs capteurs optiques comme les capteurs de pression, de température, de vitesse, de position, d'humidité, mais aussi des capteurs biologiques.

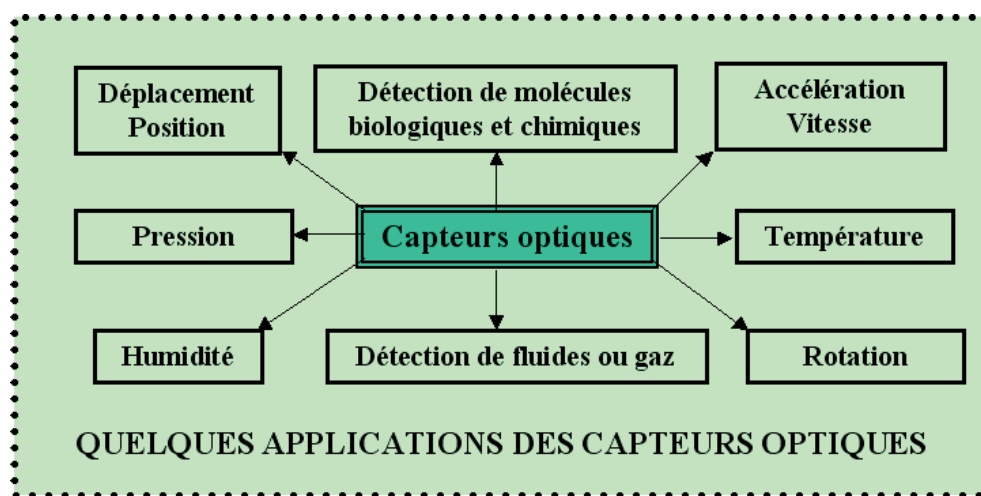


Figure II.2 : Quelques exemples de grandeurs physiques détectables par des moyens optiques.

II. Rappel de quelques notions théoriques d'optique guidée

Un guide d'onde optique, comme son nom l'indique, est un support de transport de l'énergie lumineuse d'un point vers un autre point. Il est actuellement utilisé dans divers domaines, comme les communications optiques, le traitement optique du signal et peut servir à des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification, etc. Dans ce paragraphe, seront définies quelques notions utiles à la compréhension du phénomène de guidage de la lumière.

II.1. Guide d'onde optique

Un guide d'onde optique peut être défini comme une structure physique permettant de confiner et de guider de la lumière. Il existe une approche géométrique très "simpliste", basée sur la théorie des rayons lumineux^[II.2, II.4, II.5, II.6], et une méthode plus rigoureuse, basée sur la résolution des équations de Maxwell^[II.7 à II.16], qui permettent d'étudier la propagation de la lumière dans un guide d'onde optique. Les deux approches montrent que, moyennant la réalisation de certaines conditions, la lumière peut se propager dans un guide, grâce au phénomène de réflexion totale.

Il existe deux types de géométries de guides optiques^[II.16, II.17], à savoir, les guides d'ondes à

confinement unidimensionnel dits planaires et les guides d'ondes à confinement bidimensionnel. Ces deux catégories de guides d'ondes seront étudiées en détail dans le chapitre 2. Néanmoins, nous allons utiliser la structure planaire pour introduire brièvement quelques propriétés caractéristiques de l'optique guidée. Une description détaillée de ces propriétés est faite dans la littérature comme « Cours de physique général : optique » de G. Bruhat^[II.18].

II.2. 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.3. 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 ^{[II.19] [II.20]}.

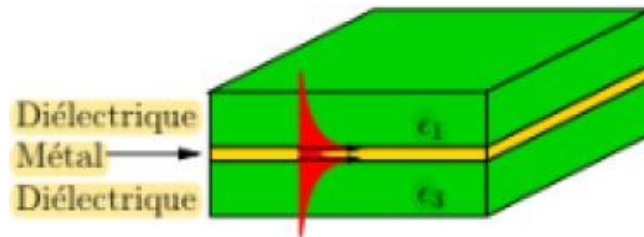


Figure II. 3:Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.

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 s_1 et s_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 Figure II.4 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.

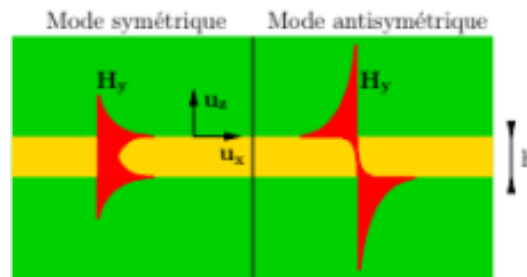


Figure II. 4: Allure du champ magnétique H_y pour les modes symétrique et antisymétrique du film métallique.

Cas d'une structure asymétrique ($s_1 < s_3$) :

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 [II.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. 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.5. 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 ^[II.21].

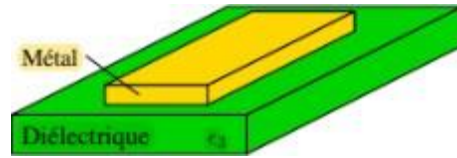


Figure II. 5: Ruban métallique déposé sur un substrat diélectrique. Il constitue un guide pour les modes de plasmons de surface couplés se propageant sur les interfaces du ruban.

II.4. 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 .6 ^[II.22].

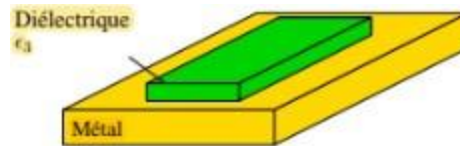


Figure II. 6: Ruban diélectrique d'indice s_3 dans un milieu d'indice ($s_1 < s_3$) déposé sur une surface métallique. Les plasmons de surface restent confinés sous le guide d'onde diélectrique

II.5. 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. 7. Le mode fondamental de la structure métaldiélectrique-métal est un mode couplé constitué des deux plasmons de surface de chaque interface ^{[II.23] [II.24]}.

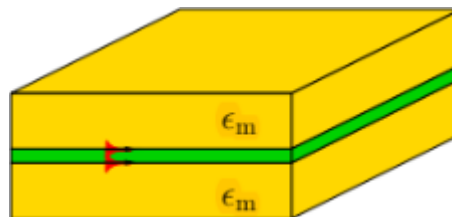


Figure II. 7: Couche diélectrique entre deux couches métalliques. Les plasmons de surface se propagent aux interfaces du diélectrique et des métaux avec un excellent confinement et une augmentation de l'indice effectif.

II.6. CANAL EN FORME DE SILLON METALLIQUE

Ce type de structure avait déjà été proposé théoriquement dans la littérature ^[II.25]. Une photographie et une vue simplifiée du guide sont représentées dans la Figure II.8.

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 ^[II.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.9.

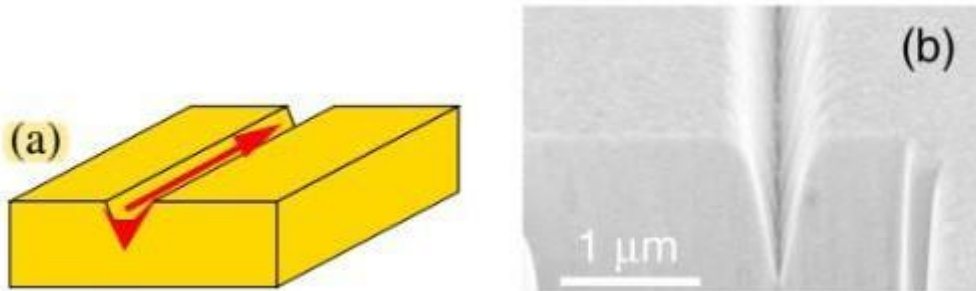


Figure II. 8: Un guide plasmonique en forme de sillon métallique permet de guider l'énergie du mode avec un très fort confinement de la lumière : (à gauche) vue schématique, (à droite) photographie prise au microscope électronique à balayage ^[II.27].

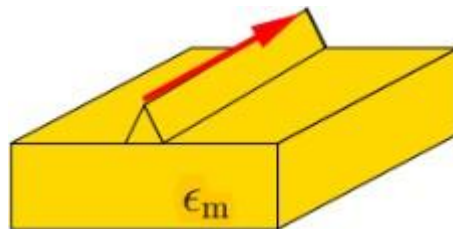


Figure II. 9: Structure inversée du sillon métalliques (Wedge channel plasmon polariton). Le plasmon de surface se propage le long de l'arête métallique.

III. capteur à résonance de plasmons de surface (mode délocalisé)

III.1. Historique

Le phénomène de la RPS est resté pendant des années une curiosité scientifique malgré quelques applications pour mesurer les constantes diélectriques des matériaux. C'est seulement en 1983 que Liedberg et Nylander (Liedberg et al. 1995) ont exploité, pour la première fois, la configuration de Kretschmann pour la détection des gaz et des biomolécules. Ces expériences, pionnières des applications contemporaines de la RPS, ont révélé le potentiel de cette technique, dont les applications touchent actuellement un large éventail de domaines (Homola 2008).

III.2. Description qualitative de la résonance de plasmons de surface

Nous avons déjà vu les différentes méthodes permettant de coupler l'onde incidente et l'oscillation collective des électrons libres du métal à l'interface séparant la surface métallique et le milieu diélectrique. Ce couplage se manifeste par une chute de réflectivité qui traduit le transfert d'énergie entre le faisceau incident et l'onde de surface pour une couche métallique de 50 nm d'épaisseur. Une coupe de la nappe de réflectivité angulo-spectrale (traits pointillés en blanc dans la figure II.10), à une longueur d'onde donnée, par exemple à 850 nm, permet d'observer le comportement de la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence. Il est important de noter que pour une longueur d'onde incidente > 500 nm, pour de l'or, le couplage peut être obtenu en réglant l'angle d'incidence. De même, si l'angle d'incidence est fixé (traits pointillés en noir), le couplage

$$K'_{SP} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\epsilon'_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{1/2}$$

peut être réalisé en ajustant la longueur d'onde d'excitation.

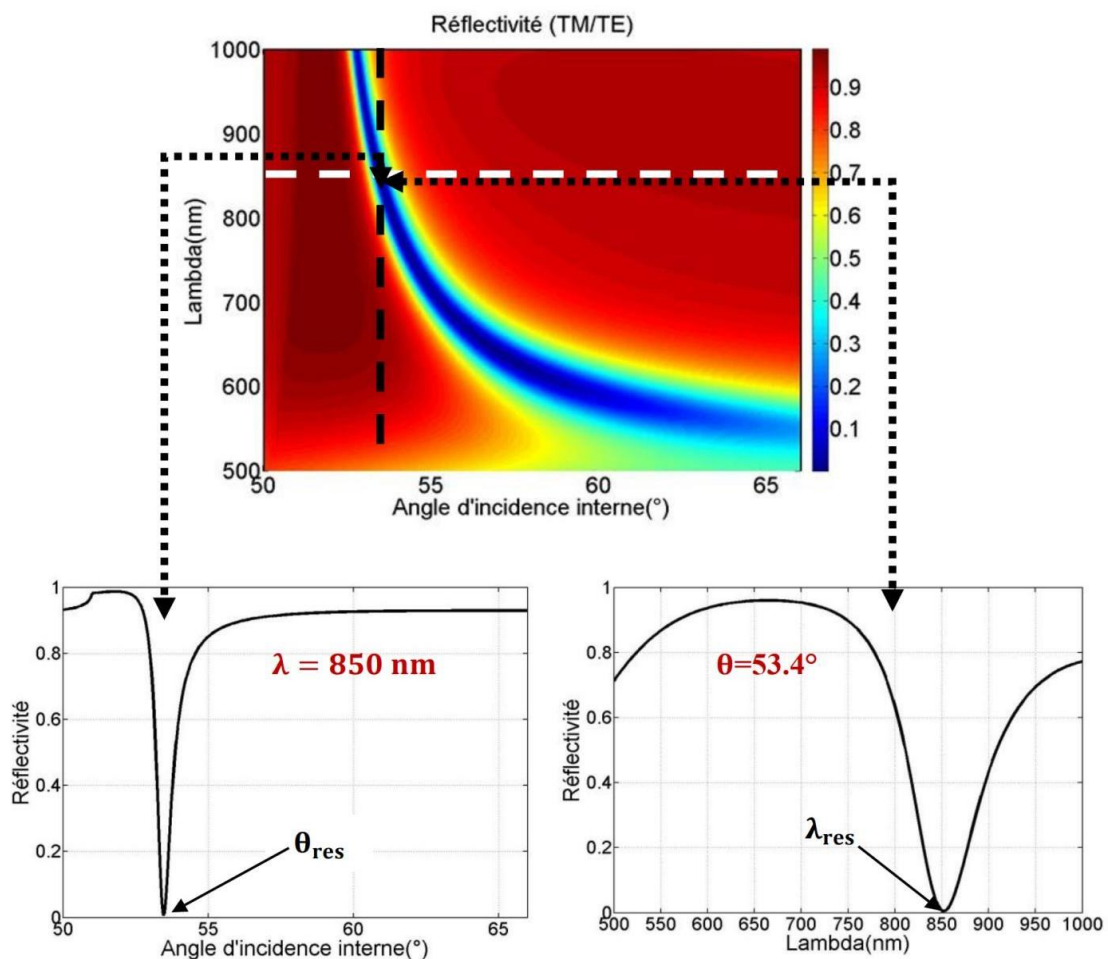


Figure II.10 : En haut, nappe de réflectivité en fonctions de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde. En faisant une coupe (traits pointillés en blanc), à une longueur d'onde fixe, exemple à 850 nm, nous pouvons tracer la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence. De même à un angle d'incidence fixé nous pouvons tracer la réflectivité en fonction des longueurs d'onde.

Un changement dans l'indice de réfraction à la surface va entraîner un changement dans la constante de propagation de l'onde plasmonique. Par conséquent, la mesure des variations des propriétés de réflectivité correspondant à la résonance vont permettre de quantifier les perturbations se produisant près de l'interface métal/milieu externe, jusqu'à la limite de détection (de pénétration) de l'onde évanescente.

III.3. Principe de détection

Il est possible de tirer profit du phénomène de la RPS pour la bio-détection, en concevant des biocapteurs permettant la quantification de toutes perturbations à la surface métal/diélectrique engendrant un changement dans le profil de la résonance. Dans le cas pratique de la bio-détection, ces perturbations peuvent provenir de deux causes principales. La première est une variation homogène de l'indice de réfraction du milieu environnant. Expérimentalement, ce saut d'indice Δn est provoqué par l'injection (circulation) d'un produit de nature ou de composition différente (Figure II.11)

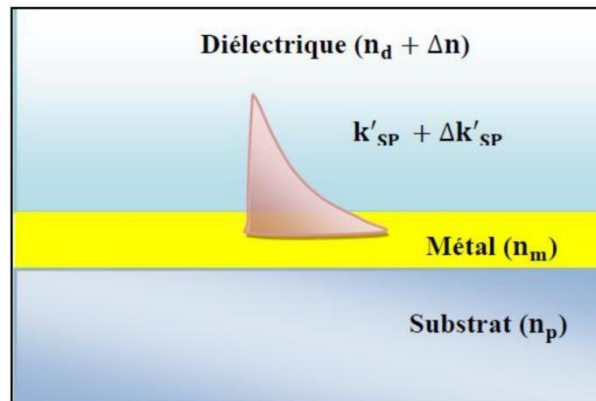


Figure II.11: Principe d'une perturbation due à variation homogène de l'indice de réfraction du milieu environnant

La deuxième cause est une variation due à la détection d'une interaction moléculaire entre deux types de molécules. En effet, après avoir fixé le premier type de molécules sondes, sur le métal avec une chimie de surface adéquate, ces biomolécules forment une couche biologique caractérisée par une épaisseur et un indice qui dépendent de la nature et de la taille des sondes (Figure II.12-A). En présence d'une solution contenant des molécules cibles, l'interaction sonde-cible se traduit par une augmentation de la concentration des éléments biologiques à l'interface, ce qui engendre une augmentation de l'indice de réfraction et de l'épaisseur de la couche biologique. La biopuce est ainsi assumée comme un empilement de couches d'indice et d'épaisseur variables (Figure II.12-B).

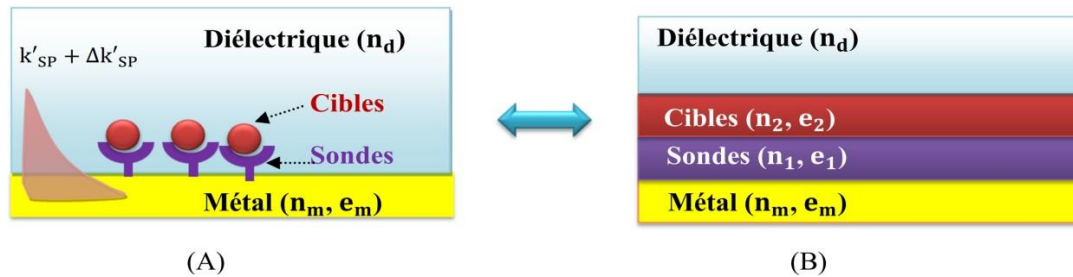


Figure II.12: Principe d'une perturbation engendrée par une interaction biomoléculaire à la surface d'une biopuce à RPS. (A) Formation d'une première couche biologique due à l'immobilisation des sondes et d'une deuxième couche biologique due à l'accrochage des cibles. (B) Modèle d'empilement de couches d'indice et d'épaisseur variables.

III.4. Différentes méthodes de détection (spectrale, angulaire, angulospectrale, suivi dynamique d'interaction)

III.4.1. Interrogation angulaire

Les ondes plasmons de surface servent comme sondes pour les perturbations survenant à la surface métallique. En effet, une perturbation au voisinage de la surface engendre une variation dans les conditions de couplage qui se traduit concrètement par les variations des propriétés de la chute de réflectivité : un décalage angulaire de la courbe de réflectivité. En d'autres termes, l'interrogation angulaire permet le suivi de l'angle de résonance à une longueur d'onde fixée et de remonter ainsi à information concernant l'évolution de l'interaction biomoléculaire étudiée en quantifiant les perturbations à l'interface métal/diélectrique (Miura et al. 2003) (Herminjard et al. 2009). Cette technique est illustrée sur la figure 1. 18 où est présentée la réflectivité du mode TM, normalisée par la réflectivité du mode TE, d'une couche mince d'or (50 nm), fixée sur la base d'un prisme en SF10 et en contact avec un milieu diélectrique (eau). La courbe en noir donne la réflectivité avant une perturbation et la courbe en rouge correspond à la réflectivité angulaire après la perturbation (Figure II.13-A). À une longueur d'onde fixe de $\lambda = 850$ nm, un décalage angulaire de l'ordre de $\Delta\theta$ est visualisé. Il est induit par un changement de l'indice du milieu environnant de $n = 1.33$ à $n = 1.34$ ce qui correspond à un saut d'indice de $\Delta n = 10^{-2}$ RIU. De même, un décalage angulaire de l'ordre de $\Delta\theta$ est observé lors du dépôt d'une couche biologique dû à l'immobilisation des molécules cibles sur la surface métallique. Nous considérons dans notre cas que les cibles sont des brins d'ADN formant une couche biologique avec un indice de réfraction $n = 1.48$ et d'épaisseur choisie à titre d'exemple $d = 10$ nm (Figure II.13-B).

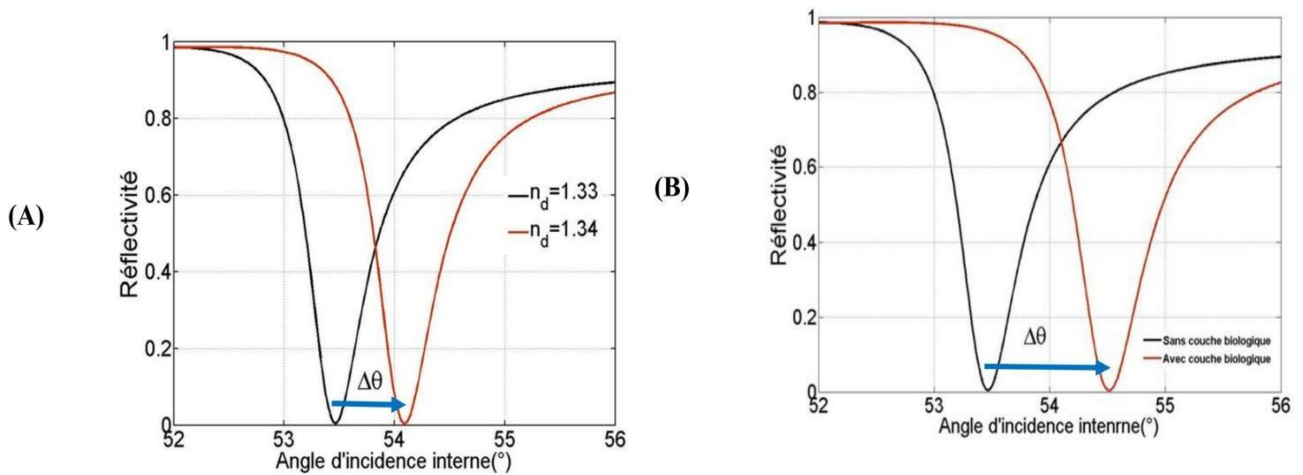


Figure II.113: (A) Décalage angulaire dû à un saut d'indice $\Delta n = 10^{-2}$ RIU. (B) Décalage angulaire engendré par le dépôt d'une couche biologique sur la surface métallique.

Pour mesurer ces variations, il est possible d'utiliser un dispositif, dit : « mono-capteurs », qui est le dispositif à lecture plasmonique le plus ancien. Nous présentons ici ce montage (Figure II.14) permettant de réaliser l'interrogation angulaire, i.e. mesurer la réflectivité à une longueur d'onde fixée. Ce dispositif a été le premier à être développé dans notre laboratoire. La source est un laser qui émet une longueur d'onde $\lambda=633$ nm. Le faisceau, polarisé TM, est ensuite partagé en deux : la première partie est réfléchi et envoyée sur une première photodiode de mesure, la deuxième partie du faisceau est dirigée vers une deuxième photodiode de référence. Celle-ci est utilisée pour suivre les fluctuations au cours du temps et permettre la normalisation du faisceau mesuré par la photodiode de mesure. Le faisceau incident balaye différents angles d'incidence grâce aux platines de rotation. Une lecture du signal de la photodiode permet d'afficher la réflectivité en fonction de l'angle d'incidence et offre ainsi la possibilité de remonter à la valeur de l'angle de résonance correspondant à la réflectivité minimale mesurée

Il existe un montage commercial équivalent qui est principalement fabriqué par Biacore International et commercialisé par Texas Instrument. Ce dispositif se base sur une diode LED émettant un faisceau incident, non-collimaté, qui éclaire la surface métallique selon différents angles d'incidence. Le signal réfléchi est envoyé ensuite sur une barrette de photodiodes, ce qui permet de mesurer la réflectivité angulaire en une seule fois et donc un gain au niveau du temps de mesure. Ceci est dû à l'immobilisation de l'ensemble : cuve, prisme et fluide. Ceci étant, les mesures prises par le mono-capteur correspondent en général à une valeur moyenne sur une région qui a la même largeur que celle du faisceau incident sur la surface. Ils servent principalement à caractériser la lame d'or et à visualiser le phénomène de plasmons de surface. Bien qu'utiles, les mono-capteurs ne répondent pas aux besoins médicaux pour une analyse simultanée de multiples réactions biomoléculaires.

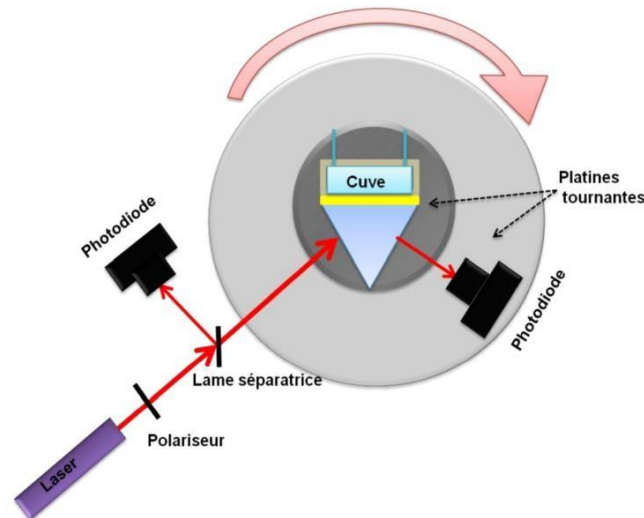


Figure II.14: principe de montage d'un dispositif mono-capteurs

III.4.2. Interrogation spectrale

Comme nous l'avons déjà mentionné, le couplage entre l'onde incidente et les plasmons de surface peut aussi être réalisé en fixant l'angle d'incidence et en variant la longueur d'onde incidente. Le spectre de réflectivité est ainsi caractérisé par une bande spectrale absente. Dans ce cas, la longueur d'onde de résonance correspond au minimum du signal de réflectivité. L'interrogation spectrale permet donc le suivi de la position spectrale associée au minimum de réflectivité, à un angle fixe (Jung et al. 1998) (Taylor et al. 2006) (Hegnerová et al. 2009). Cette variation, similairement à l'interrogation angulaire, permet de quantifier les perturbations à l'interface du métal/diélectrique. Ceci est illustré sur la figure II.15 qui représente la réflectivité en fonction de la longueur d'onde incidente pour la même configuration étudiée dans le paragraphe précédent. Le calcul de la réflectivité se fait pour différentes longueurs d'onde allant de 600 nm jusqu'à 1100 nm pour un angle fixe de 53.43° .

Un changement d'indice $\Delta n = 10^{-2}$ RIU engendre un décalage de $\Delta\lambda = 64\text{nm}$ vers les longueurs d'onde les plus grandes. De la même manière, la figure met en évidence un décalage de $\Delta\lambda = 120\text{nm}$ engendrée par le dépôt d'une couche biologique ($n_b = 1.48$ et $e_b = 10\text{nm}$).

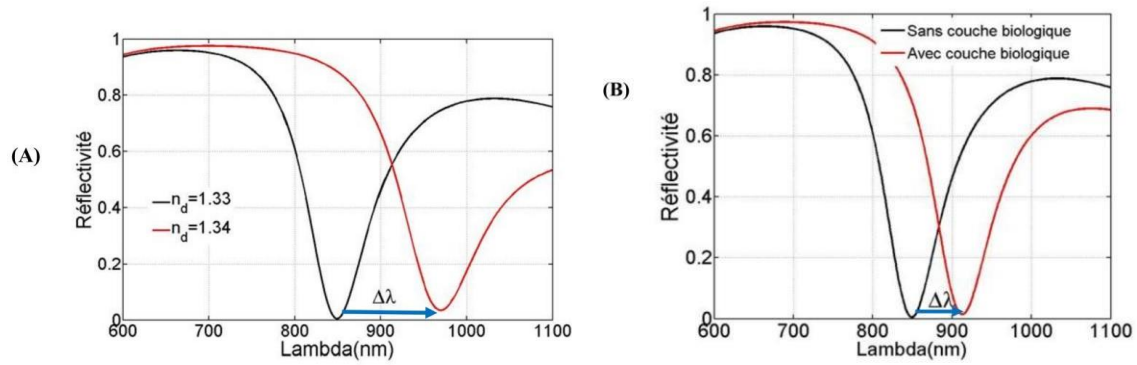


Figure II.15: (A) Décalage spectral dû à un saut d'indice $\Delta n = 10^{-2}$ RIU pour un prisme SF10 et une épaisseur d'or de 50 nm, à un angle de 53.4° . (B) Décalage spectral engendré par le dépôt d'une couche biologique sur la surface métallique.

III.4.3. Principe de la méthode SPR

Le principe général de la méthode SPR^[II.28, II.29] consiste à générer une onde (Figure II.16), de polarisation transverse magnétique (TM), qui traverse d'abord un prisme d'indice de réfraction élevé et se réfléchit sur une interface recouverte de métal sous un angle d'incidence supérieur à l'angle critique (condition de réflexion totale). Pour un angle d'incidence précis θ , appelé angle de résonance, sont créées des oscillations résonantes dans le plasma constitué par les électrons libres dans la bande de conduction du métal. La résonance des plasmons de surface fait alors chuter le coefficient de réflexion du métal dû au pic d'absorption d'énergie du faisceau incident près de l'angle de résonance. L'onde électromagnétique dans le milieu, qui présente un caractère d'onde évanescente, va être modifiée lors de la fixation de molécules sur la surface. L'interrogation angulaire qui consiste à faire varier θ pour une longueur d'onde fixée, ou l'interrogation spectrale qui consiste à faire varier la longueur d'onde pour un angle θ fixé, permettant d'identifier cette résonance, va déterminer la présence des molécules fixées en surface du capteur (Figure I 13). Dans le secteur biomédical, les capteurs SPR sont aujourd'hui bien identifiés parmi les autres types de biocapteurs, avec une limite de détection de l'ordre du pg/mm^2 . Ils sont commercialisés par plusieurs firmes internationales notamment la société suédoise Biacore.

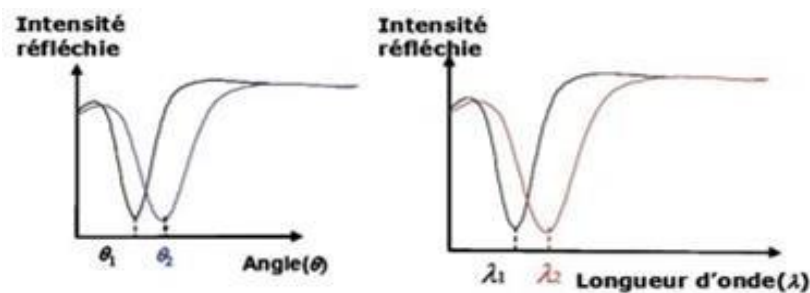


Figure II.16 : Schéma de principe de la méthode SPR ^[II.29].

III.4.4. Interrogation en réflectivité et dynamique d'interaction

L'interrogation en réflectivité est une méthode qui consiste à suivre au cours du temps, pour un angle d'incidence et une longueur d'onde choisie, l'évolution de la réflectivité. Cet angle correspond à l'angle de travail qui permet de profiter d'une sensibilité de mesure maximale (Figure II.17) en se positionnant dans des conditions où une perturbation, suite au dépôt d'une couche biologique, engendre une modification maximale dans la courbe de réflectivité.

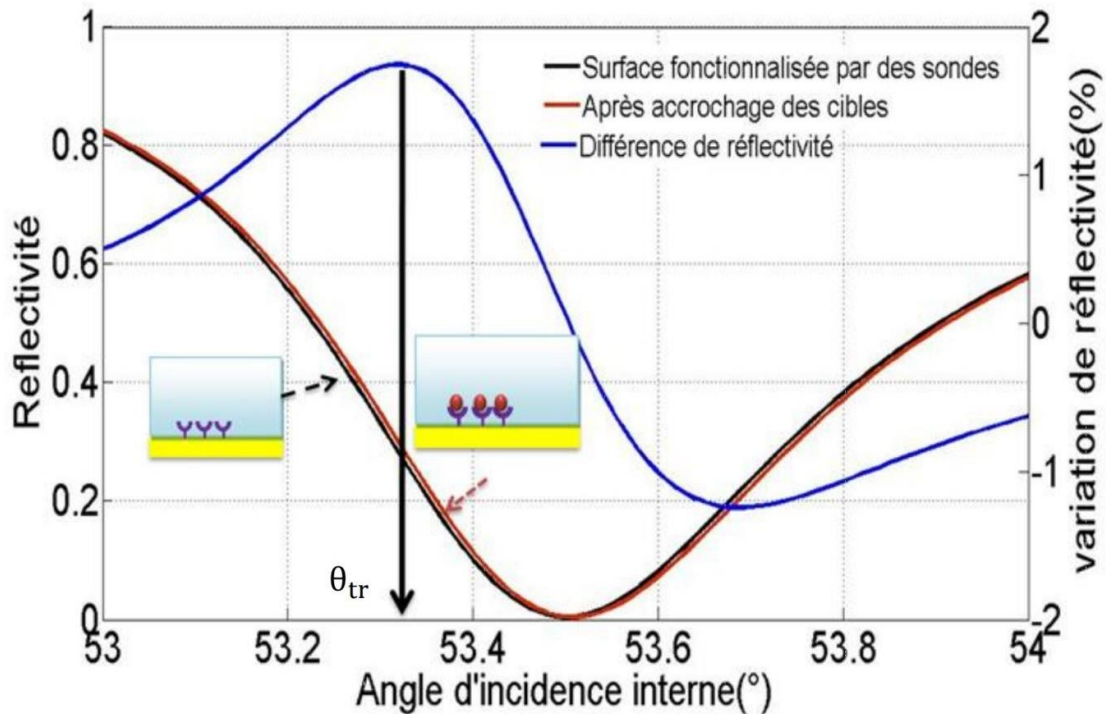
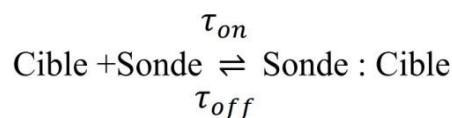


Figure II.17 : Principe de détection se basant sur l'interrogation en réflectivité. La courbe noire désigne la réflectivité de la puce après avoir déposé les sondes. La courbe rouge représente la réflectivité de la puce après l'interaction sonde – cibles. Finalement, la courbe en bleue souligne la différence de réflectivité due à l'accrochage des cibles.

Suivre les interactions biomoléculaires d'une manière dynamique se fait ainsi à travers le suivi du maximum de la variation de réflectivité, au cours du temps, ce qui permet de tracer la cinétique d'une réaction chimique (Maillart, Brengel-Pesce et al. 2004)(Figure II.18):



et de déchiffrer ainsi la signature cinétique de l'interaction biomoléculaire qui est définie, dans le cas simple d'une réaction de 1^{ère} ordre, par 4 valeurs τ_{on} , τ_{off} , Q_d , Q_s , où τ_{on} et τ_{off} sont des constantes du temps associées respectivement à la phase de l'association sondes-cibles et la phase

de rinçage. Q_d et Q_s représentent les signaux mesurés respectivement durant la phase de l'interaction sondes-cibles et durant la phase de rinçage.

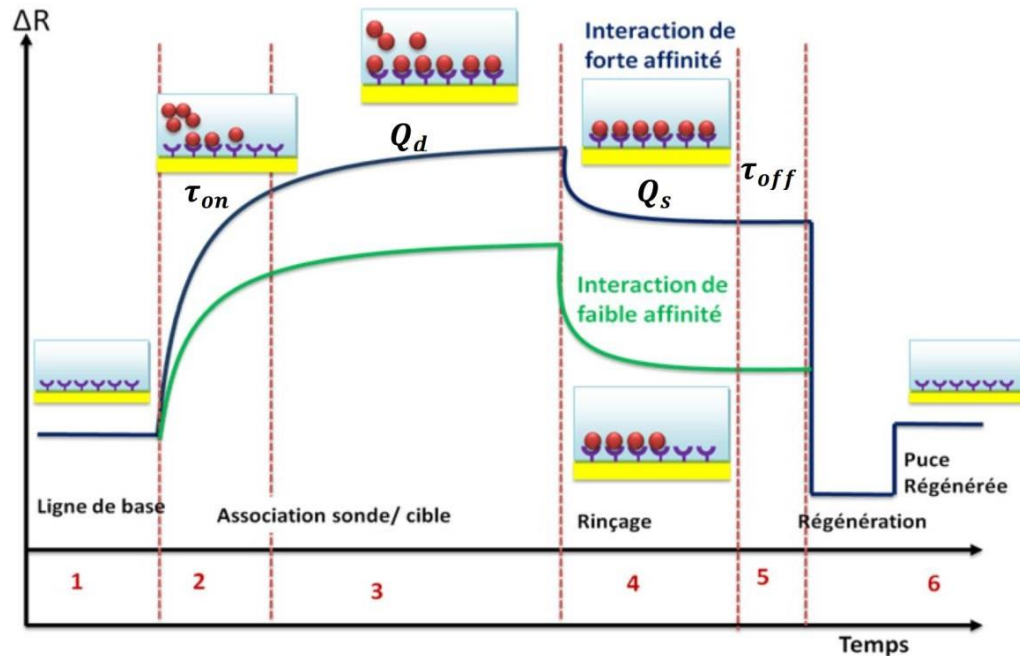


Figure II.18 : chaque cinétique commence par la ligne de base où les sondes sont fonctionnalisées à la surface de la biopuce. En injectant les cibles, la réaction cible-sonde se traduit par une stabilisation du signal. Ensuite le rinçage permet l'élimination de l'excès des cibles et la stabilisation du signal. Enfin la régénération de la surface pour une nouvelle mesure : la courbe bleue est associée à une interaction biomoléculaire de forte affinité par contre la courbe verte est associée à interaction biomoléculaire de faible affinité (plus grand τ_{off})

La mesure de la cinétique permet donc la détermination des coefficients d'association et de dissociation, ce qui conduit à caractériser la nature de la réaction et de remonter au degré de l'affinité des biomolécules mises en jeu dans la réaction. Nous illustrons (Figure II.9) le contraste entre une cinétique associée à une forte interaction biomoléculaire pour un couple sonde-cible ayant une grande affinité et une cinétique associée à une faible interaction biomoléculaire pour un couple sonde-cible ayant une faible affinité.

Concrètement, chaque cinétique peut se décomposer en 6 étapes :

- La première étape consiste à l'injection du milieu tampon neutre. Cette étape est importante car elle permet la mesure de la réflectivité de la puce en tenant compte de l'existence des sondes déjà fonctionnalisées sur sa surface et du bruit associé à la mesure. Ceci se traduit par une ligne de base au début du cycle de mesure.

- La deuxième étape est l'introduction de la solution contenant le milieu tampon dans lequel sont diluées les cibles. Durant cette phase, une augmentation du signal au niveau des zones fonctionnalisées est observée.
- La troisième étape est caractérisée par une phase d'équilibre durant laquelle il y a autant de couples sondes- cibles qui s'accrochent que de couples qui se décrochent ce qui justifie la mesure d'un signal quasi-constant.
- La quatrième étape consiste en l'injection de la même solution tampon que la première étape afin de rincer et éliminer les molécules cibles en excès.
- La cinquième étape est une étape d'équilibre où les molécules restantes sur la surface sont celles accrochées d'une manière forte.
- La sixième étape consiste à utiliser une solution adaptée à la nature des interactions. L'injection de cette solution permet à la surface d'être régénérée, pour pouvoir la réutiliser une autre fois. Une régénération se traduit par la dissociation des cibles, engendrant ainsi un retour du signal au niveau de la ligne de base.

IV. Performances des biocapteurs à RPS

Les caractéristiques principales permettant de comparer le fonctionnement et la performance des biocapteurs à RPS sont la sensibilité, la résolution, la linéarité, la reproductibilité et la plage dynamique (Homola et al. 1999). Dans ce paragraphe, nous allons insister sur deux notions.

La première notion est la sensibilité 'S' d'un détecteur RPS qui représente le rapport entre la variation du signal Δx issu d'un biocapteur (exemple : une variation angulaire $\Delta\theta$, une variation spectrale $\Delta\lambda$, une variation de réflectivité ΔR) et la grandeur à mesurer Δy (par exemple un saut d'indice Δn).

$$S = \frac{\Delta x}{\Delta y} \quad (\text{II.1})$$

Au cours de notre travail, la sensibilité à l'adsorption d'une couche biologique est choisie à partir de l'expression suivante : $\Delta R (\% / \text{nm}) = |\Delta R_{\text{max}}| / \Delta e$ où ΔR_{max} est la variation maximale de la réflectivité et Δe est l'épaisseur de la couche biologique. De la même manière la sensibilité à une variation de l'indice de réfraction du milieu diélectrique couvrant, est définie de la manière suivante: $\Delta R (\% / \text{RIU}) = |\Delta R_{\text{max}}| / \Delta n$ où Δn est t un saut d'indice dû à une variation d'indice de réfraction du milieu diélectrique en RIU (Refractive Index Unit).

La deuxième notion est la résolution 'RES' des détecteurs à RPS, qui est définie par la plus petite variation de l'indice de réfraction mesurable qui produit un changement détectable par le biocapteur. Elle est exprimée en RIU. La résolution d'un capteur est généralement donnée en

fonction d'un terme qui traduit l'effet du bruit total 'B' à la sortie du biocapteur pour une mesure (survenant lors de l'utilisation des instruments) divisée par la sensibilité 'S' du capteur définie précédemment.

$$RES = \frac{B}{S} \quad \text{(II.2)}$$

Le bruit dans les biocapteurs à RPS provient principalement des variations aléatoires de l'intensité de lumière émise par la source excitatrice (bruit de photon) ainsi que, dans une plus faible mesure, par le bruit généré par le circuit électronique du détecteur.

Pour qu'un biocapteur soit performant, sa sensibilité doit être la plus grande possible avec un faible bruit de mesure. Ceci se traduit donc par une très faible valeur de la résolution reflétant une grande capacité à sonder la perturbation externe (dépôt d'une couche biologique, variation d'indice).

CHAPITRE **III**

Simulation et
discussions

I. Introduction :

Dans le chapitre précédent nous avons proposé le côté théorique de plasmons et surface plasmonique et leurs applications et les domaines utilisés.

Alors dans le 3^{ème} chapitre nous allons étudier le côté pratique de surface plasmonique par proposer des structures du capteur à base plasmonique et d'étude de la transmission dans la guide plasmonique MIM en basé sur un résonateur d'anneau 2D et utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

II. Méthodes de modélisation :

La modélisation électromagnétique des propriétés des guides plasmonique nécessite en général un fort investissement en programmation et en analyse numérique. Les principales Techniques de calcul utilisées pour les plasmons sont les méthodes des matrices de transfert, les théories de la diffraction par les réseaux et les différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain, FDTD).

Le calcul de structures finies est basé sur une méthode de Perfectly Matched Layer (PML). nous présenterons les méthodes PML et FDTD.

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

La méthode dite FDTD (Finite Différence in the Time Domain), est la méthode la plus connue pour le calcul en électromagnétisme. C'est une méthode de résolution directe des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Elle utilise l'outil numérique des différences finies. La méthode FDTD a été initialement proposée par Kane S. Yee en 1966, pour résoudre les problèmes impliquant les équations de Maxwell dans des milieux isotropes avec des conditions aux limites données [III .45].

Cette méthode permet à l'utilisateur de développer une compréhension plus intuitive des processus de propagation. Elle permet aussi d'obtenir de nombreuses informations sur la propagation de l'onde dans la structure.

Elle est basée sur la discrétisation temporelle et spatiale des équations de Maxwell, en remplaçant les dérivées partielles par leur développement de Taylor à l'ordre 2, c'est-à-dire par des différences finies [III . 46,45].

Afin d'utiliser cette méthode, un domaine de calcul est défini et discrétisé avec un maillage spatial de pas ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$), l'espace temporel est quant à lui discrétisé avec un pas Δt .

D'un point de vue mathématique, la méthode FDTD est fondée sur l'algorithme de Yee [III .47], elle permet de calculer à chaque instant discret, les composantes du champ électromagnétique dans chaque cellule parallélépipédique du volume tridimensionnel, figure (III .1).

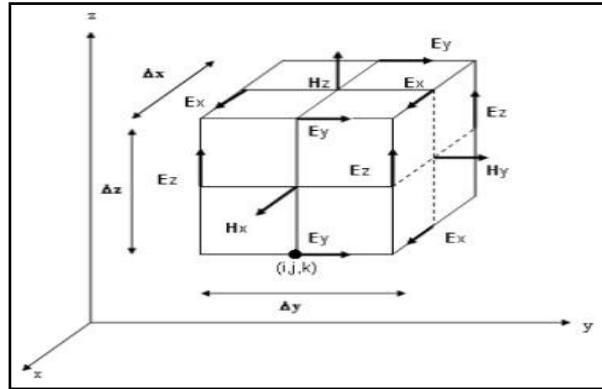


Figure (III .1) : Représentation de la cellule de Yee

Donc cette méthode nécessite un maillage délicat dans l'espace réel afin de discrétiser les champs et de pouvoir estimer leurs dérivées. Les champs se propagent dans le temps de proche en proche à partir d'une certaine distribution de départ donnée par l'utilisateur et pendant un certain temps t . On peut donc observer le régime transitoire du système et voir le régime permanent s'établir.

IV. Conditions parfaitement absorbantes aux frontières : PML de Bérenger :

L'application des conditions aux limites a connu une évolution avec l'avènement des couches absorbantes parfaitement adaptées dites PML (Perfectly Matched Layer) développées dans les années 90 par Bérenger [III .48] et qui sont considérées aujourd'hui comme les conditions absorbantes les plus performantes. Cette technique est basée sur l'utilisation d'une couche absorbante entourant complètement la zone de calcul FDTD suivant les directions ouvertes figure (III .2). Ces couches artificielles sont destinées absorber sans réflexion vers l'objet les ondes incidentes ayant des angles d'incidence quelconques dans le but de simuler un espace infini.

L'utilisation des PML repose sur la condition d'adaptation d'impédance de deux ondes l'interface entre deux milieux de même indice mais dont l'un est absorbant. Cette condition s'exprime comme suit :

$$\frac{\theta^c}{\varepsilon} = \frac{\theta^m}{\mu} \quad (\text{III .1})$$

θ^c et θ^m représentent respectivement les conductivités électrique et magnétique du milieu artificiel.

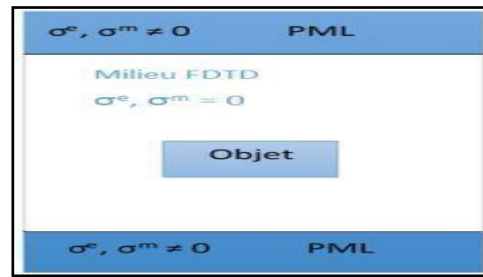


Figure. (III .2) – PML de Bérenger.

L'onde plane qui arrive sur les PML est décomposée fictivement en deux ondes : l'une, se propageant en incidence normale, est absorbée par le milieu PML, et l'autre, rasante se propageant parallèlement l'interface PML/milieu incident [III .49], ne subit aucune réflexion vers le milieu incident. Comme les PML sont conçues pour n'absorber que les ondes propagatives, elles doivent être placées une distance minimale $d = \lambda_{\max}/2$ de la structure étudiée.

V. PRESENTATION DU LOGICIEL R-SOFT CAD

V.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 [III .50]

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

V.2. Présentation de Full Wave :

Les simulations numériques ont été effectuées avec le logiciel Fullwave qui est un logiciel de simulation électromagnétique, basé sur la méthode des différences finis dans le domaine temporel. La méthode FDTD repose sur la résolution des équations de Maxwell dans un domaine discrétisé spatialement et temporellement. Il permet de suivre l'évolution du champ EM au cours du temps en tout point de la structure. On peut ainsi obtenir les cartographies du champ EM à n'importe quel endroit et n'importe quel moment. La connaissance de l'évolution du champ en fonction du temps permet également d'obtenir des informations sur la réponse spectrale de la structure.

Ce logiciel peut simuler des structures (limitées, infinies ou périodiques), formées par différents matériaux qui peuvent être métalliques ou diélectriques. L'utilisation de Fullwave nécessite de définir les matériaux qui composent la structure à l'aide de la permittivité électrique. Il faut aussi

définir l'environnement de la structure et donc les conditions aux limites. Pour cela il faut disposer de conditions absorbantes aux abords du domaine de discrétisation (calcul) qui permet d'éviter les réflexions parasites engendrées aux abords de la fenêtre du calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert.

VI. 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 . 3).

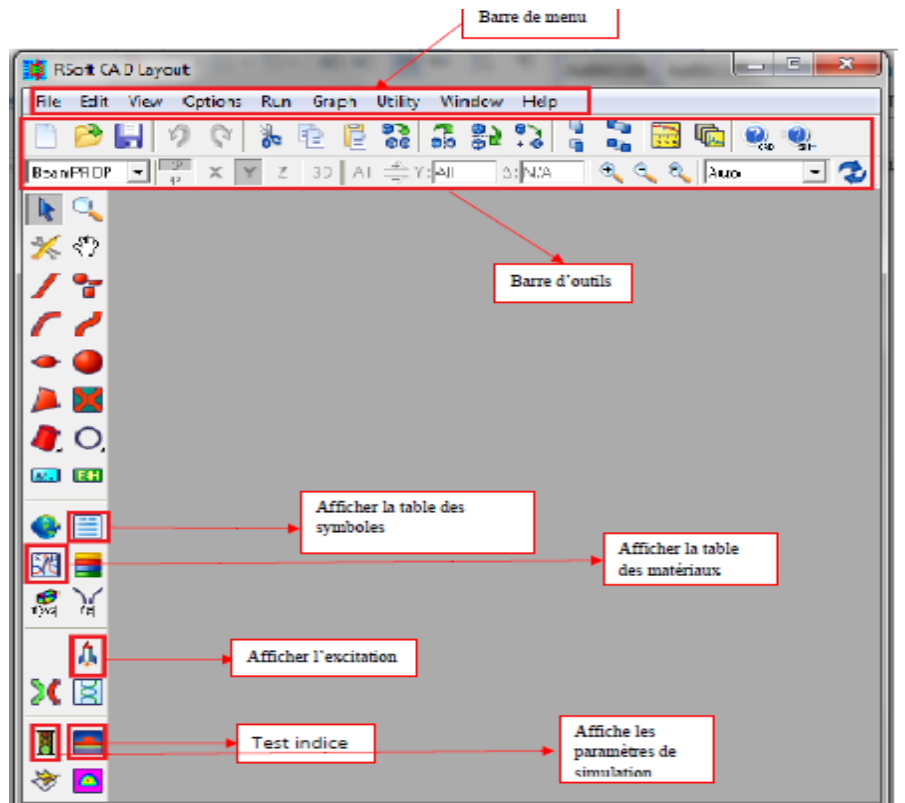



Figure (III.3):Fenêtre principale du programme R-Soft CAD

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.

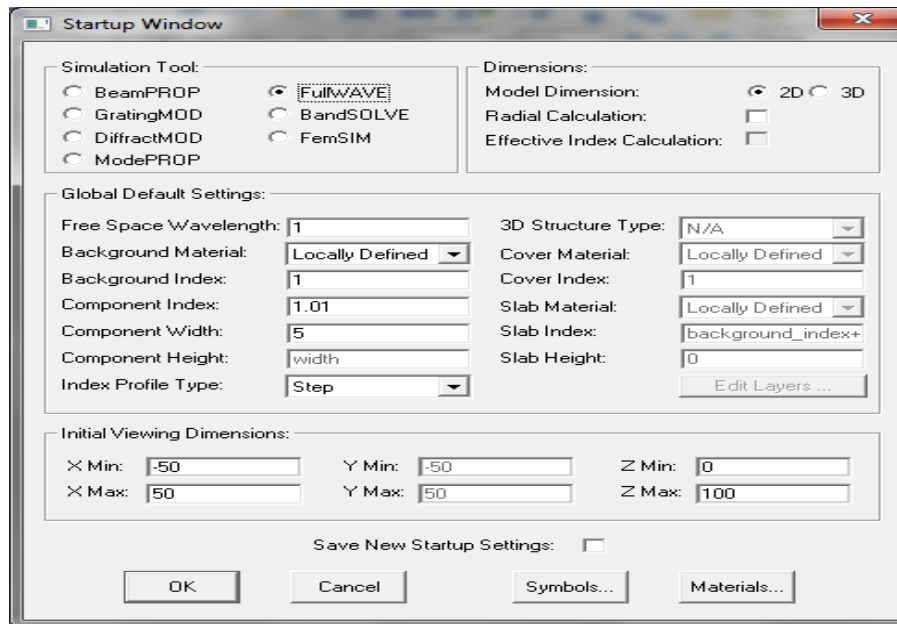


Figure (III . 4):La fenêtre de démarrage (startup Window

Entrez les informations affichées sur la figure (III.4) 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.5). 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 ransversale et est dessinée horizontalement, et Z représente la direction longitudinale ou de propagation et est dessinée verticalement [51].

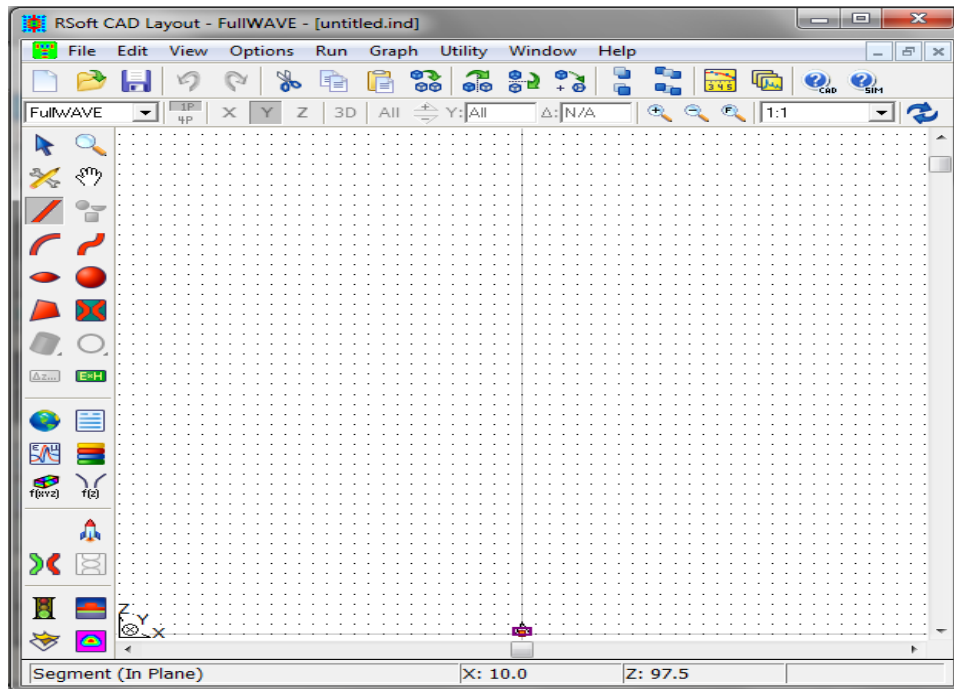



Figure (III .5) :Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

VII. DETERMINATIONS DES VARIABLES

Pour définir les variables Cliquer sur l'icône  (Edit symboles) dans la fenêtre de Rsoft CAD. Le tableau de symbole (Table editor) s'ouvre Figure (III.6). 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).

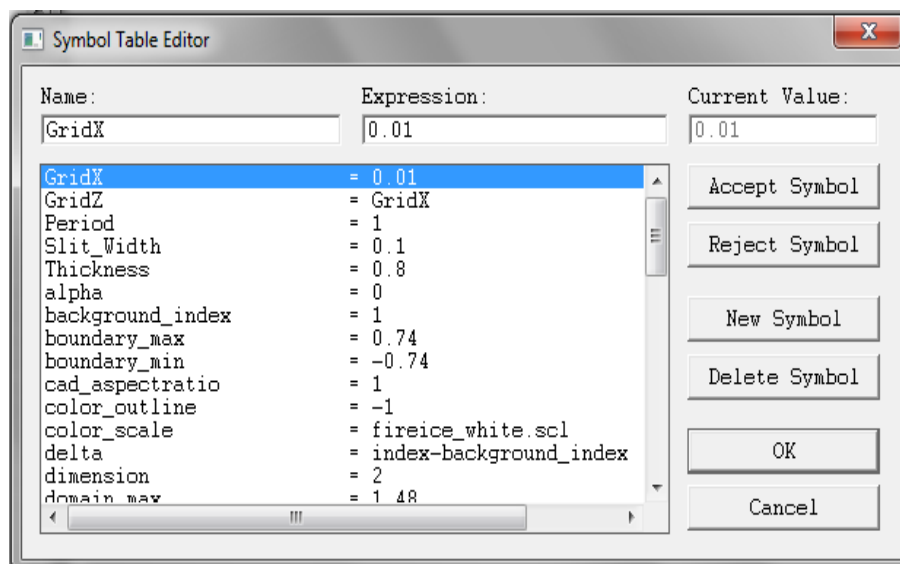



Figure (III .6):l'éditeur du Tableau de symboles.

VIII. 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.7). Ce la fenêtre crée les paramètres de lancer (type de lancer, le angle, largeur, la position suivent x et y,...).

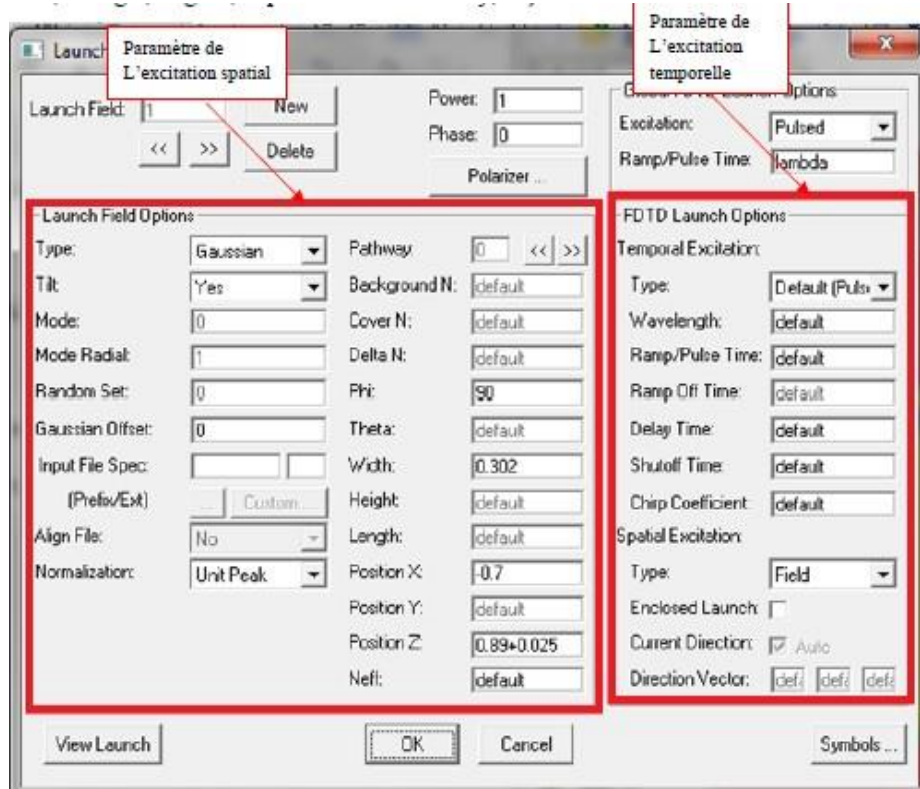
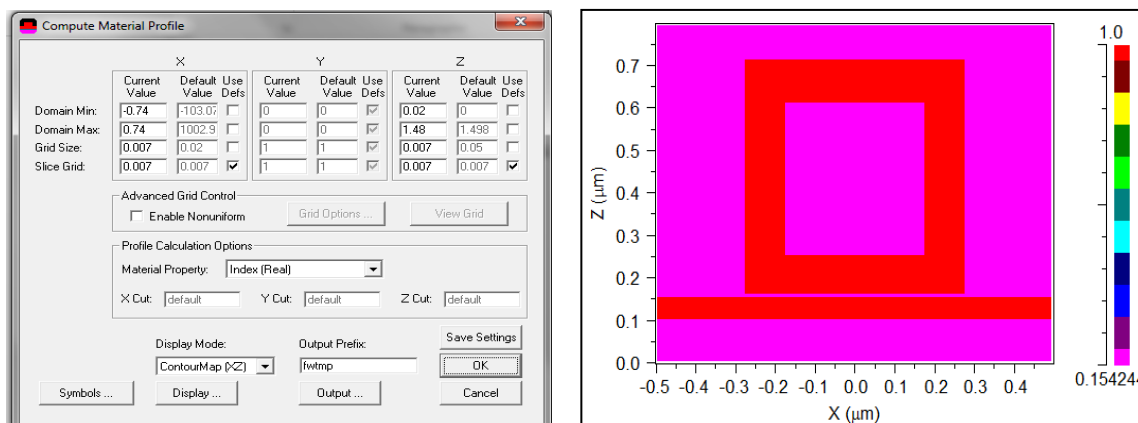


Figure (III.7):Boite de lancer «Edit lanuch field».

IX. 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.8).




(a)

(b)

Figure (III.8) : (a) fenêtre de computer matériel Profil (b) distribution d'indice de réfraction

X. 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.8)).On va choisir **Pulsed** et nombre d'itérations (Stop time) et le nom de fichier [52].

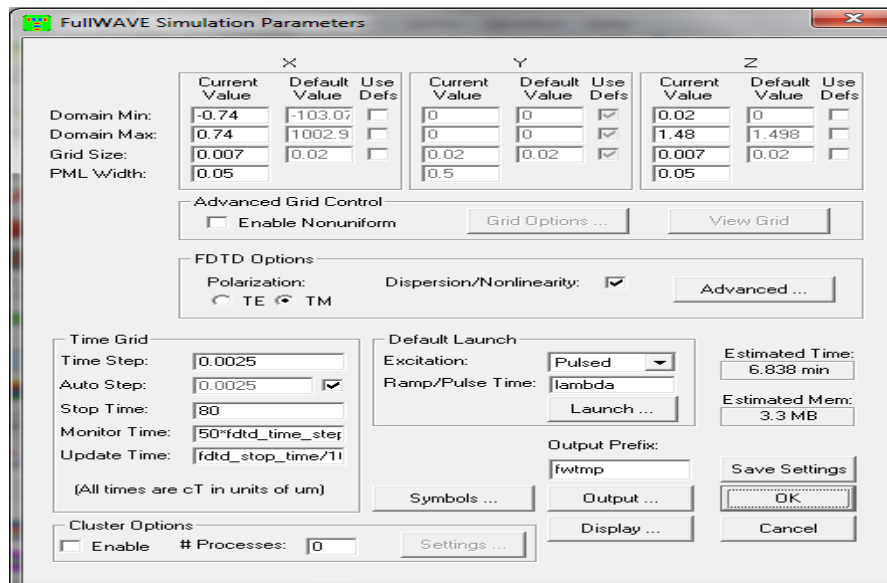



Figure (III.9):La fenêtre de paramètres de simulation

XI. LANCEMENT DE LA SIMULATION

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

XI.1. 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.

XI.2. 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 l'algorithme. Le pas du temps pour la structure 2D est déterminé par

XII. GUIDE D'ONDE

XII.1. 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.10). 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.

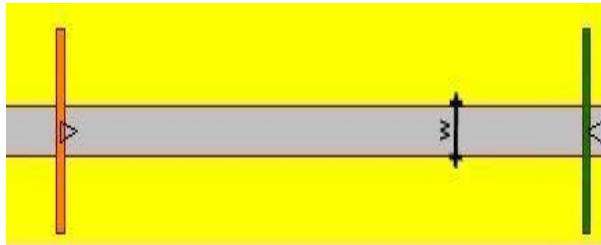


Figure (III.10): guide d'onde plasmonique

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

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

Tableau III 1: Transmission pour les différents métaux

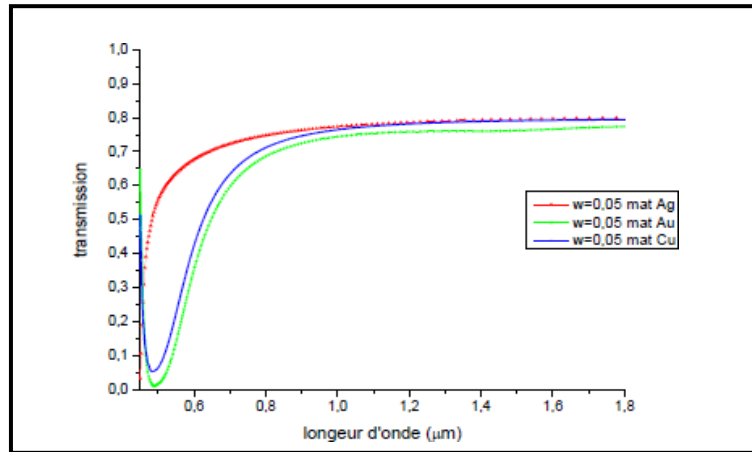
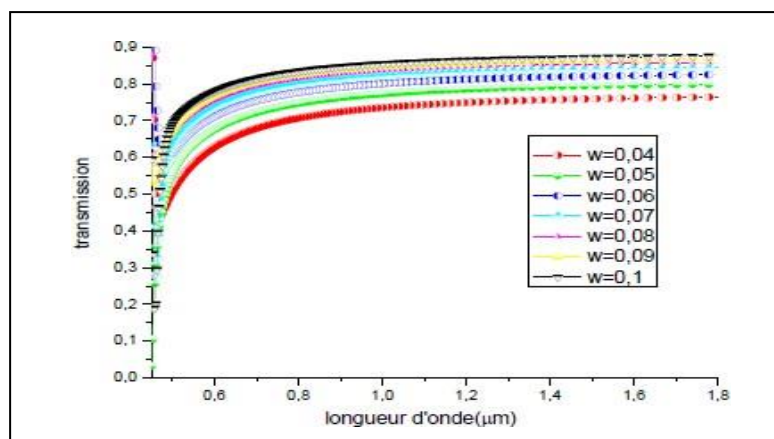


Figure (III.11): Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.

Les spectres de transmission dans le Figure (III.11) obtenu pour les différents métaux, montrent que la meilleure transmission correspondante à l'utilisation du métal Ag (argent). Donc ; dans la suite de notre travail ; on va utiliser le Ag pour la structure du guide MIM.

XII.2. EPAISSEUR 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.12): Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde.

Figure (III.12)montre plusieurs courbes du spectre à différentes largeurs de guide.

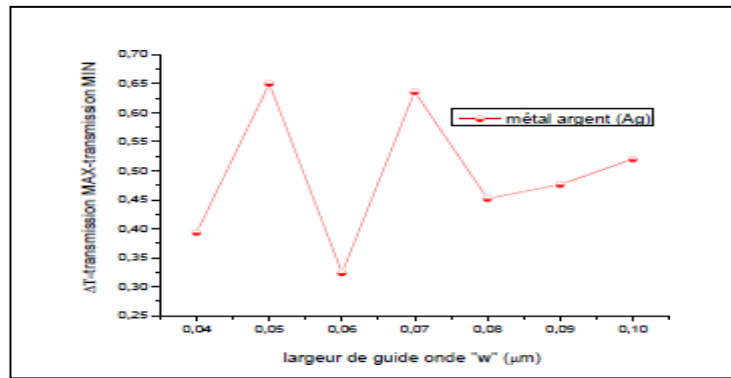


Figure (III.13): variation de ΔT (Transmission) en fonction de l'épaisseur (largeur) du guide d'onde w

Figure (III.13) représenté 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 idéal pour la transmission a guide plasmonique est $w=50\text{nm}$.

XIII. Simulation les structures :

Dans ce chapitre, nous allons proposer une nouvelle structure MIM de type capteur de forme carré couplée avec des cavités pour améliorer la transmission .

XIII.1. 1^{er} structure :

-Dans la 1^{ère} structure un capteur sous forme carré couplée avec une cavité de même forme dans le milieu de structure, comme présenter dans la Figure (III.12).

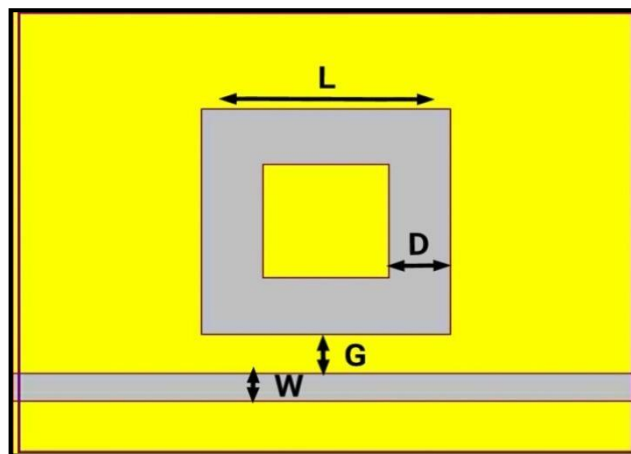


Figure (III.14) : Structure 2D de capteur SPR avec anneau carré.

Les dimensions de cette structure est : $L=550\text{nm}$, $G=10\text{ nm}$, $W=50\text{ nm}$, $D=100\text{ nm}$, Nous allons étudier la transmission de capteur par la variation dans les paramètre

XIII.1.1. Les variation dans G :

- les spectres de transmission de variation dans la figure dissous :

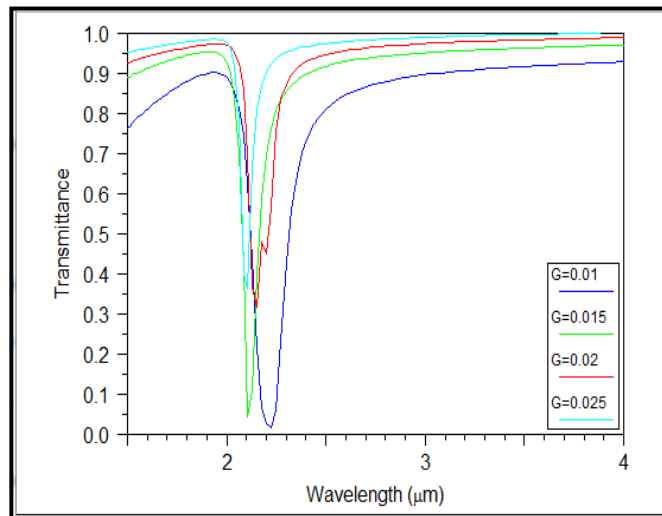


Figure (III.15): Les signaux de transmissions pour différents valeurs de G, G=10nm, G=15nm, G=20nm

Nous observons Lorsque varier dans le paramètre G, trouver la meilleur transmission de G=10nm.

XIII.1.2. Les variation dans D :

Les résultats de variations dans le paramètre D dans la figure dissous :

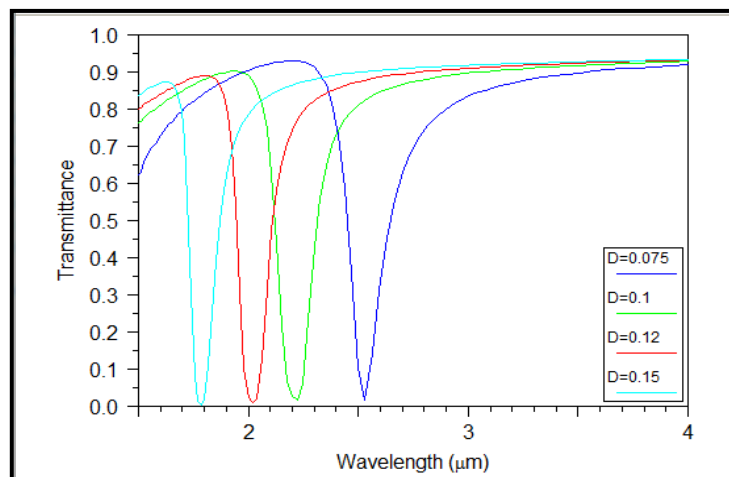


Figure (III.16) : Les signaux de transmissions pour différents valeurs de D; D=100nm, D=120nm, D=150nm, D=75nm

dans cette étude nous choisissons le spectre de transmission de D=100nm pour autre amélioration dans les étapes suivant.

XIII.2. 2^{ème} structure :

-pour essayer d'améliorer la fonctionnalité de la première structure ajoutée des cavités sous forme cercle comme présenter dans Figure (III.16):

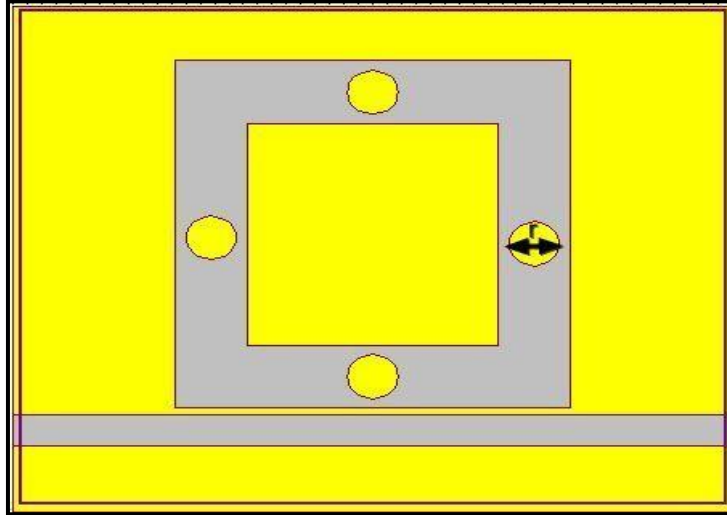


Figure (III.17): schéma de capteur SPR avec 4 cavités de forme cercle.

Nous avons étudié la meilleure transmission dans cette structure pour différentes valeurs de R. R=20nm, R=30nm, R=50nm, R=80nm.

-La figure 5 représente les spectres de transmission pour différentes valeurs de R.

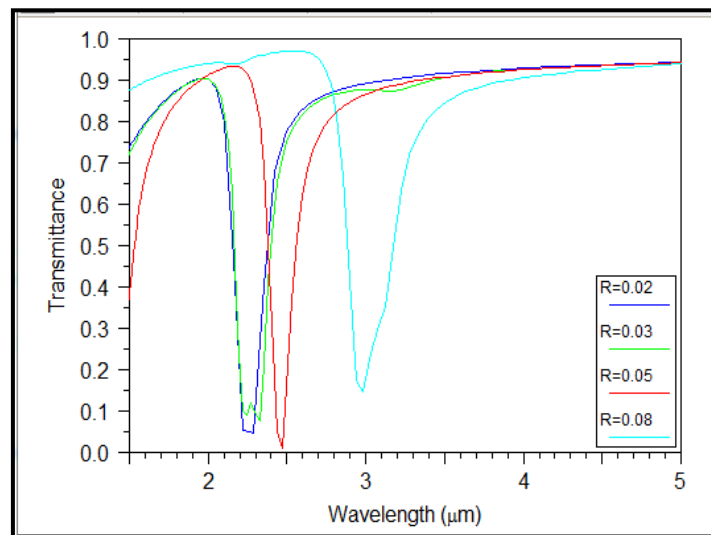


Figure (III.18): spectre de transmissions de structure de Figure (III.17):

Les spectres de transmission dans la figure 5 obtenus pour différentes valeurs de R, montrent que la meilleure transmission correspond à R=50nm, et la transmission augmente par rapport à la 1^{ère} structure.

XIII.3. 3^{ème} structure :

pour plus d'amélioration nous avons ajouté une autre cavité de forme circule dans la 1^{er} structure comme montré la Figure (III.18) :

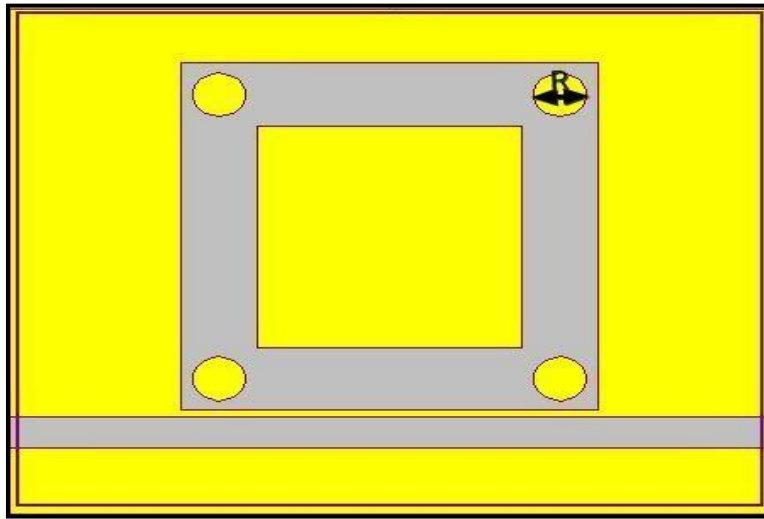


Figure (III.19): schéma de capteur SPR avec 4 cavités de forme cercle

Pour étudier effet de variation du diamètre R sur la transmission de la cavité, R varie de 40nm, 50nm, 60nm, 70nm

les résultats de cette simulation sont présentés dans la figure suivant :

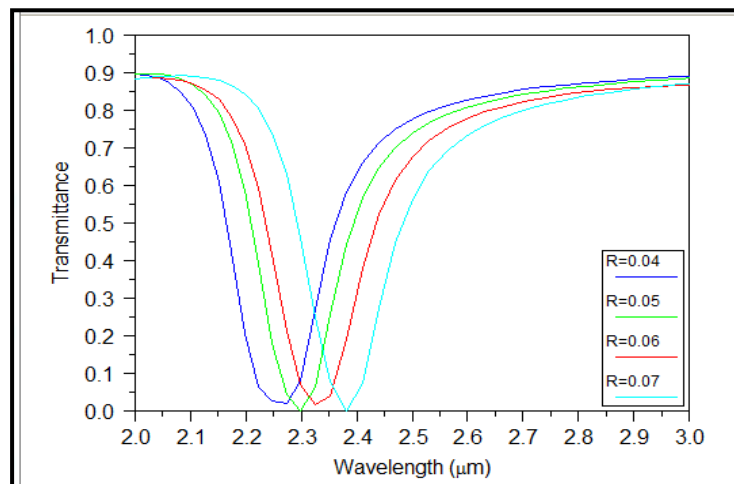


Figure (III.20): Spectre transmissions de schéma figure6 pour différent valeur r

Après l'étude de la variation dans le diamètre de cavités nous avons remarqué l'augmentation de transmission de 40nm à 70nm, donc la meilleur transmission de $R=70\text{nm}$ comme représenter dans la Figure (III.19)

XIII.4. 5^{ème} et 6^{ème} structures :

Pour autre étude nous allons ajouter des cavités en forme de cercles dans les cotés les structures présenter dans les figures suivant :

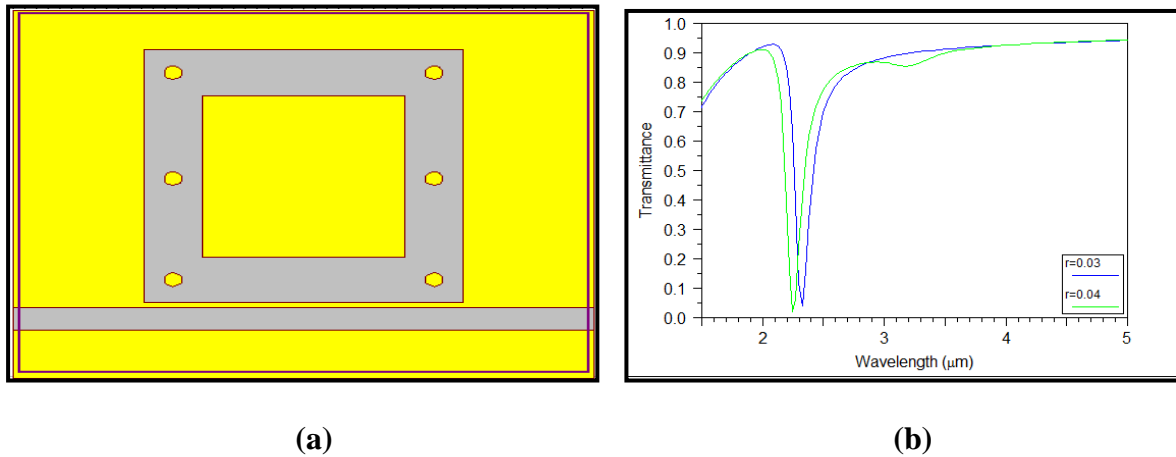


Figure (III.21) :(a)Structure de capteur SPR (b) les spectres de transmission

Dans cette structure tous les cercles ont le même diamètre et étudier par le changement de diamètre $r= 30\text{nm}$, et $r=40\text{nm}$ et les spectres de transmission dans la figure8(a).

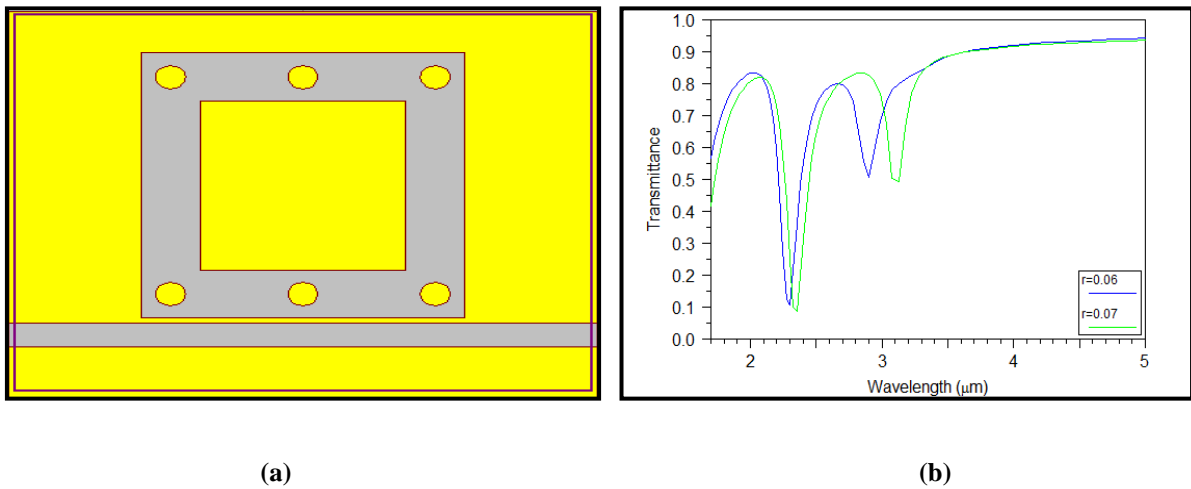


Figure (III.22) :(a)Structure de capteur SPR (b) les spectres de transmission

nous allons appliqué le même étude de structure précédent sur cette structure et remarquer l’effet de variation dans r , $r=60\text{nm}$, et $r=70\text{nm}$, et la résultat de simulation dans Figure (III.22 (b)).

XIII.5. 7^{ème} structures :

Afin d'améliorer la fonctionnalité des structure précédente, nous avons proposé une structure contient les propriétés du structures précédent figure(13, 16,18),et nous avons remarqué l’effet de cette combinaison comme représenter la figure8 :

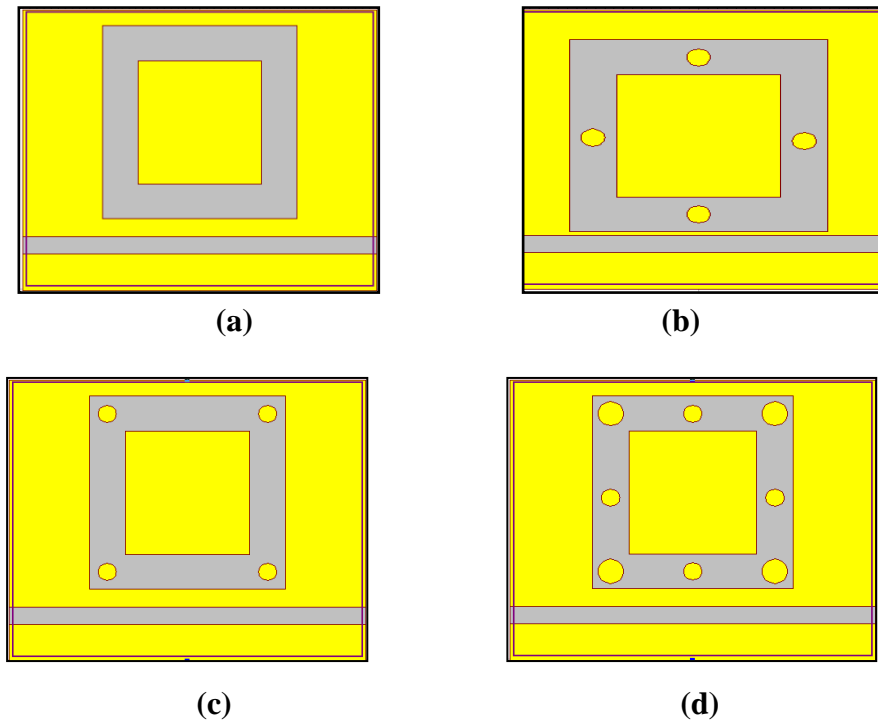


Figure (III.23) : La combinaison entre les structures

Les spectres de transmission du trois structures et la structure amélioré dans la Figure (III.24).

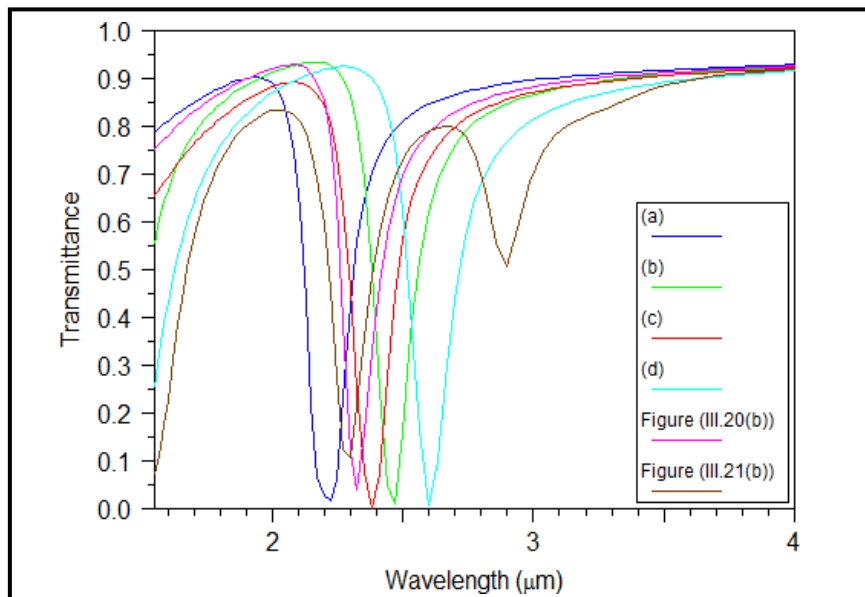


Figure (III.24) : Les 4 signaux de grande transmission de schémas dans Figure (III.23)

La meilleur spectre de transmission dans cette figure est le spectre de structure (d), ce schéma combiné entre trois structures (a) (b) et (c), donc nous avons atteint le but de la combinaison pour améliorer et augmenter la transmission comme montre la Figure (III.23), la transmission de structure (d) est la meilleur avec les deux spectre de Figure (III.(21.22)).

XIII.6. La sensibilisé :

-Le tableau (I) suivant donne les sensibilités du structures obtenus, La sensibilité maximale obtenue de structure (d) 2960nm/RIU, cette valeur trouvé largement amélioré par rapport à celle fournie par les autre structure , on peut dire que cette structure est bien meilleur que les autre .

structure	Longueur d'onde (nm)	Sensibilité(nm/RIU)
Figure1	2215.5	2385
Figure4	2383.4	1970
Figure6	2467.3	2685
(a)Figure20	2283.5	2115
(a)Figure21	2325.4	2050
(d)Figure23	2595.4	2960
Ref [III.53]	1575	1367

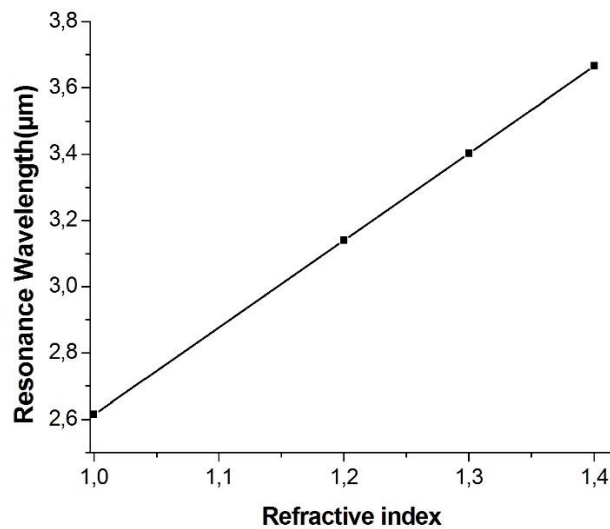
XIII.7. Les courbes des différents indices dans cette structure :

Figure (III.25) : Les spectre de structure de figure(a)10 pour différent valeur d'indice

La figure12 présente les spectres de réponses de la structure de figure(d)23, en fonction de l'indice de réfraction. Cette figure montre que la valeur de transmission diminue lorsqu'indice augmente, En plus de ca on remarque que aussi une augmentation de la longueur d'onde 2.61μm jusqu'à 3.65μm.

XIV. conclusion

En conclusion, un nouveau capteur SPP basé sur un guide d'onde MIM en forme anneau carré à partir de une structure dans article [9] et par ajouté quelques modification dans les paramètres G, W et D pour améliorer la transmission aussi nous ajoutons des cavité dans le guide et remarquer l'effet de ces modifications .

Nous avons remarqué la sensibilité de capteur de article [9] augmenter après les modification, avant 1320 nm/RIU et après supérieure à 1970 nm/RIU, et la meilleur sensibilité égale 2960 nm/RIU de longueur d'onde $2.6\mu\text{m}$.

Conclusion Général

Conclusion Général

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.

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. Nous avons montré à la suite l'importance de concevoir des capteurs à fibre optique utilisant le phénomène de résonance des plasmons de surface pour la détection des molécules chimiques et biochimiques en temps réel.

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 3^{ème} chapitre nous avons proposé une structure de anneau carré pour étudier l'effet du modification de bute améliorer la transmission dans plusieurs structures , dans 1er structure nous avons proposé une schéma simple de anneau carré de paramètre G, L, D, W . avec étudier l'effet de variation dans les valeurs du G , et D , nous avons remarqué la meilleur transmission lorsque $D=100\text{nm}$, et $G=10\text{ nm}$ et trouver la sensibilité dans cette structure égale $2385\text{nm}/\text{RIU}$,

Dans le 2^{ème} structure ajouter 4 cavité de forme cercle dans le centre de guide de structure de même diamètre r , la sensibilité remarquer dans ce cas $1970\text{nm}/\text{RIU}$, la 3^{ème} trouver la sensibilité $2685\text{ nm}/\text{RIU}$, 4^{ème} 5^{ème} la sensibilité 2115 et $2050\text{ nm}/\text{RIU}$, respectivement , pour améliorer la fonctionnalité du structure précédent nous avons proposé une structure combiner les propriété des trois premier structure

Conclusion général

dans une seul structure , nous avons trouvé la meilleur sensibilité entre les résultat précédent , donc pour étudier la zone de détection de cette capteur nous avons varié dans indice de réfraction et trouver cette capteur détecté les indices de réfraction de 1 à 1.4 donc cette capteur pourrait être appliqué dans la détection biologie .

REFERENCES

REFERENCES

- [I.1]: R.W.Wood, "On a Remarkable case of Uneven Distribution of Light a Diffraction Grating Spectrum," *Proceedings of the Physical Society of London*, vol.18,p.269,(1902).
- [I.2]: 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)
- [I.3]: R.H.Ritchie, « Plasma Losses by Fast Electron in Thin Films, « *Physical Review*, vol.106, p.874, (1957).
- [I.4]: A.Otto, « Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection, " *Zeitschrift fur physic A Hadrons and Nuclei*, vol.216, pp.398-410, (1968).
- [I.5]: E.Kretschmann and H.Raether, "Radiative decay of nonradiative surface plasmons excited by light, " *Z.Naturforsch.A*", vol.23, p.2135, (1968).
- [I.6]: I.Pockrand, J.G.Gordon II, and M.R.Philipott, "Surface plasmon spectroscopy of organic monolayer assemblies, " *Surface*, vol.74, pp.237-244, (1978).
- [I.7]: J.G.Gordon II and S.Ernt, "Surface plasmons" as a probe of the electrochemical interface," *Surface Science*, vol.3, pp.499-506, 1978.
- [I.8]: C.Nylander, B.Liedberg, and T.Lind, "Gas detection by means of surface plasmon resonance," *Sensors and Actuators*, vol.3, pp.79_88, 1983 (1982).
- [I.9]: T.W.Ebbesen, H.F.Ghaemi, T.Thio, and P.A.Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," *Nature*, vol.391, pp.667_669, (1998).
- [I.10]: C.Viets, W.Hill, *Journal of Molecular Structure* 565-566,515(2001).
- [I.11]: //fr.m.Wikipedia.org
- [I.12]: Caractérisation d'une Structure Heterogenemulticouche Application a La Génération des Modes Plasmoniques-1.
- [I.13] Malak KANSO « effet de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système micro fluidique », 19/06/2008.
- [II.1] T. Tamir, "Guided-wave optoelectronics", Ed. Academic press, New-York (1974).
- [II.2] S. E. Miller, "Integrated optics : an introduction", *Bell System Technical Journal*, vol. 48, pp. 2059- 2068 (1969).
- [II.3] C. K. Kirkendall, A. Dandridge, "Overview of high performance fibre-optic sensing", *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 37, pp. R197-R216 (2004).
- [II.4] C. Urlacher-Lecuyer, "Correlation entre microstructure, propriétés de guide optique de ZrO2 et couches de PbTiO3 ", Thèse de doctorat de l'Université de Lyon (1996).

REFERENCES

- [II.5] J. Q. Bartling, *Journal of the Franklin Institute*, vol. 287, 5, p. 389-387 (1967).
- [II.6] J.A Stratton *Electromagnetic Theory* (1941).
- [II.7] S. V. Boriskina, P. Sewell, T. M. Benson, and A. I. Nosich, “Accurate Simulation of Two-Dimensional Optical Microcavities with Uniquely Solvable Boundary Integral Equations and Trigonometric Galerkin Discretization”, *J. Opt. Soc.Am. B*, vol 21, 393 (2004)
- [II.8] S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. Sewell, and A. I. Nosich, “Spectral Shift and Q Change of Circular and Square-Shaped Optical Microcavity Modes due to Periodic Sidewall Surface Roughness”, *J. Opt. Soc. Am. B*, 21, pp. 1792 (2004)
- [II.9] H. M. Nussenzveig, “Tunneling Effects in Diffractive Scattering and Resonances”, *Comments At. Mol. Phys.*, 23, 175 (1989)
- [II.10] L. G. Guimaraes and H. M. Nussenzveig, “Theory of Mie Resonances and Ripple Fluctuations”, *Opt. Comm.*, 89, 363 (1992).
- [II.11] B. R. Johnson, “Theory of Morphology-Dependent Resonances: Shape Resonances and Width Formulas”, *J. Opt. Soc. Am. A*, 10, 343 (1993).
- [II.12] I. Teraoka, S. Arnold, and F. Vollmer, “Perturbation Approach to Resonance Shifts of Whispering- Gallery Modes in a Dielectric Microsphere as a Probe of a Surrounding Medium”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, pp. 1937 (2003)
- [II.13] C. C. Lam, P. T. Leung, and K. Young, “Explicit Asymptotic Formulas for the Positions, Widths, and Strengths of Resonances in Mie Scattering”, *J. Opt. Soc.Am. B*, vol. 9, pp. 1585 (1992).
- [II.14] S. Schiller, “Asymptotic Expansion of Morphological Resonance Frequencies in Mie Scattering”, *Appl. Opt.*, vol. 32, pp. 2181 (1993)
- [II.15] K. Okamoto, *Fundamentals of optical waveguides*, 2nd ed., Academic Press, Elsevier, Amsterdam, (2006).
- [II.16] H. G. Unger, “Planar optical waveguides and fibres”, *Oxford Engineering Sciences Series*,(1977).
- [II.17] G. Bruhat, *Cours de physique générale*, 6nd ed., A. Kastler, Masson, Paris, (1982).
- [II.18] Fan X., White I.M., Shopova S. I., Zhu H., Suter J. D., Sun Y., “Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review,” *Anal. Chim. Acta.*, 620, 8-26 (2008).
- [II.19] Sarid, «Long-Range Surface-Plasma Waves on Very Thin Metal Films.,» *Phy. Rev*, vol. 47, pp. 1927–1930, (1981).
- [II.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).

REFERENCES

- [II.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).
- [II.22] H. (. D. (. S. (. L. D. (. (. R. L. (. e. K. (. R. Steinberger (B.), *Appl. Phys.*, vol. 88, pp. 094104., 28 février (2006).
- [II.23] M. (. L. e. W. (. P. Kaminow (. P.), «Metal-clad optical waveguides : analytical and experimental study.,» *Appl. Opt.*, vol. 13, p. 396, février (197).
- [II.24] P. (. e. P. (. -L. Collin (S.), «Waveguiding in nanoscale metallic apertures.,» *Optics Express*, vol. 15, p. 4310–4320, 2 avril (2007).
- [II.25] N. (. V. e. M. (. A.), «Channel polaritons.,» *Phys. Rev.*, vol. 66, p. 035403, Jun (2002).
- [II.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).
- [II.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).
- [II.28] J. Homola, S. S. Yee, and G. Gauglitz, “Surface plasmon resonance sensors: Review,” *Sens. Actuators B, Chem.*, vol. 54, pp. 3–15 (1999).
- [II.29] M. J. Swann, L. L. Peel, S. Carrington, N.J. Freeman, “Dual-polarization interferometry: an analytical technique to measure changes in protein structure in real time, to determine the stoichiometry of binding events, and to differentiate between specific and nonspecific interactions”, *Analytical Biochemistry*, vol.329, pp. 190-198, (2004).
- [II.30] Alleyne, C. J. "Enhancing sensitivity for surface plasmon resonance using periodic structures and spectro-angular image analysis." Thèse, (2010).
- [II.31] Barnes, W. L., et al. "Surface plasmon subwavelength optics." *Nature* 424(6950): 824-830, (2003)..
- [II.32] Barnes, W. L., et al. "Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings." *Physical Review B* 54(9): 6227- 6244, (1996).
- [II.33] Bassil, N., et al. "One hundred spots parallel monitoring of DNA interactions by SPR imaging of polymer-functionalized surfaces applied to the detection of cystic fibrosis mutations." *Sensors and Actuators B: Chemical* 94(3): 313-323, (2003).
- [II.34] Benahmed, A. J., et al. "Bandgap-assisted surface-plasmon sensing." *Appl. Opt.* 46(16): 3369-3375, (2007).
- [II.35] Byun, K., et al.. "Sensitivity Enhancement of Surface Plasmon Resonance Imaging Using Periodic Metallic Nanowires." *J. Lightwave Technol.* 26(11): 1472-1478, (2008).
- [II.36] Cloarec, J.-P. "Silver films passivated with biotinylated bovine serum albumin(biotin-BSA): An improved compromise between biofunctionalization, sensitivity and

REFERENCES

- spatial resolution for surface plasmon resonance imaging (SPRI) biosensors." *Biosensors and Bioelectronics*, (2011).
- [II.37] Dossou, K., et al. (2005). "Analysis of diffraction gratings by using an edge element method." *J. Opt. Soc. Am. A* 22(2): 278-288.
- [II.38] Dostálek, J., et al. (2005). "Rich information format surface plasmon resonance biosensor based on array of diffraction gratings." *Sensors and Actuators B: Chemical* 107(1): 154-161.
- [II.39] Elhadj, S., et al. (2004). "Optical Properties of an Immobilized DNA Monolayer from 255 to 700 nm." *Langmuir* 20(13): 5539-5543.
- [II.40] Feuz, L., et al. (2010). "Improving the Limit of Detection of Nanoscale Sensors by Directed Binding to High-Sensitivity Areas." *ACS Nano* 4(4): 2167-2177.
- [II.41] Galarreta, B. C., et al. (2010). "Hexagonal Array of Gold Nanotriangles: Modeling the Electric Field Distribution." *The Journal of Physical Chemistry C* 114(47): 19952-19957.
- [II.42] Garg, R. *Analytical and Computational Methods in Electromagnetics*. Livre (2008).
- [II.43] Hirokazu, K., et al. SPR sensor signal amplification based on dye-doped polymer particles. *Science and Technology of Advanced Materials* 7(2): 150, (2006).
- [II.44] Zynio, S., *et al.* Bimetallic Layers Increase Sensitivity of Affinity Sensors Based on Surface Plasmon Resonance." *Sensors* 2(2): 62-70, (2002).
- [III.45]: K. S. Yee : Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEE Transactions on Antennas and Propagation*, 14(3):302–307, (1966).
- [III.46]:<http://dSPACE.univ-tlemcen.dz/bitstream/112/14126/1/Effet-des-structures-nanometriques-sur-le-developpement-des-cellules-photovoltaique-de-troisieme-generation.pdf>
- [III.47] : Azzedine Boudrio, *Optique intégrée théorie et applications*, Hermes sciences
- [III.48] J.-P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *Journal of computational physics* 114 (2).185200. 2.5.2 (1994)
- [III.49] B. Abderrahmane, *Extension de la modélisation par fdtd en nano-optique*, Ph.D. thesis, Université de Franche-comté. UFR des sciences et techniques . 2.5.2(2008).
- [III.50] R. D. Group, *Rsoft CAD 5.1.9 User Guide*, 200 *Executive Boulevard ossining*, p.105(62, 2006).
- [III.51] I. Rsoft Design Group, *FullWAVE 6.1 User Guide*, (1999-2011).
- [III.52] S. H. Boudiaf Kenza, *Etude et conception des capteurs a cristaux Photoniques pour des applications biomédicales»»* (2018).

REFERENCES

- [III.53] M. A. Butt, S. N. Khonina & N. L. Kazanskiy (2019): Plasmonic refractive index sensor based on metal–insulator-metal waveguides with high sensitivity, DOI: 10.1080/09500340.2019.1601272