

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

FACULTE: DU TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT: D'ELECTRONIQUE

N°:.....



جامعة محمد بوضياف - المسيلة
Université Mohamed Boudiaf - M'sila

DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIE

FILIERE : ELECTRONIQUE

OPTION : MICROELICTRONIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention

Du diplôme de Master Académique

Par: BOUNAB Elhachani et ABDELKANI Nadjate

THEME

**Conception d'un Bio-Capteur à base des
structures plasmonique MIM**

Soutenu devant le jury composé de:

Pr. KHEDROUCHE Djamel

Université M'sila

Président

Pr. HOCINI Abdesselam

Université M'sila

Rapporteur

Dr. HARHOUZ Ahlam

Université M'sila

Examineur

Année universitaire: 2021/ 2022

DEDICACE

Je tiens à remercier tout d'abord Dieu le plus grand et le plus puissant qui m'a aidé à établir ce modeste travail.

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

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire,

Que ce travail soit l'accomplissement de vos vœux tant allégués, et le fruit de votre soutien infailible,

Merci d'être toujours là pour moi.

H. Boubab

N. Abdelkani

Remerciements

*Au terme de ce travail, j'adressons mes remerciements les plus sincères à mon encadreur **Pr. HOCINI Abdesselam**, de m'avoir permis de bénéficier de son grand savoir dans la matière, pour sa disponibilité, sa pédagogie, ses compétences, sa modestie et son aide précieuse tout au long de ce projet même pendant les moments les plus difficiles. **Vraiment merci pour une qualité d'encadrement si sérieuse et si consistante...***

*J'exprime mes profonds remerciements à monsieur président de jury **Pr. KHEDROUCHE Djamel** d'avoir accepté de présider le jury de ce travail. Je remercie également **D. HARHOUZ Ahlam**, pour l'intérêt qu'elle a porté à ce travail et pour avoir acceptée d'examiner mon travail en participante au jury de thèse.*

*Je remercie tous les **enseignants** de département d'Electronique et les personnels administratifs et techniques, qui ont contribué de près ou de loin à notre formation durant ces cinq années.*

*Je remercie toutes les personnes et sur tout **M. BAHRI Hocine** qui m'est soutenues, j'éprouve incessamment sa estime et amabilité.*

*Je tiens à remercier tout particulièrement ceux qui sont très chers : nos parents, nos amis, nos sœurs, nos frères et sur tout **ma mère, mes sœurs et mon frère.***

Que la paix d'Allah soit toujours avec vous

A. Boubab

N. Abdelkani

Résumé

Malgré le nombre croissant de capteurs dans les domaines de la chimie et de la biologie, la complexité des interactions entre différentes molécules qui existent lors de la détection reste à approfondir.

La résonance plasmonique de surface est une technique reconnue pour sa sensibilité pour la détection de surface, qui présente l'avantage d'être sans marquage et de permettre un suivi en temps réel de la cinétique de la réaction. Les structures MIM ont été appliquées à de nombreux composants optiques SPP, tels que les biocapteurs.

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 biocapteurs plasmoniques à base de guides d'ondes bidimensionnels métal-isolant-métal (MIM) en argent pour métal pour indice de réfraction (RI). Nous proposons quatre structures métal-isolant-métal (MIM) composée d'un résonateur et d'un guide d'onde de polariton plasmonique de surface (SPP). Le domaine temporel des différences finies (FDTD) est utilisé dans la simulation par un logiciel R-soft.

Sur la base des résultats obtenus, les structures proposées dans ce travail constitue une plateforme très prometteuse pour les applications de bio-détection.

Mots-clés : plasmonique, capteurs, guides d'ondes, cavité, SPP, MIM, FDTD, R-soft.

Abstract

Despite the growing number of sensors in the fields of chemistry and biology, the complexity of the interactions between different molecules that exist during detection remains to be further investigated.

Surface plasmon resonance is a technique recognized for its sensitivity for surface detection, which has the advantage of being label-free and of allowing real-time monitoring of the reaction kinetics. MIM structures have been applied to many SPP optical components, such as biosensors.

The introduction of cavities with defects in the conventional MIM waveguide ensured a longer interaction between the SPP modes and the tested molecules of the sensor. In this context, this thesis aims at the study and design of plasmonic biosensors based on metal-insulator-metal (MIM) two-dimensional waveguides in silver for metal for refractive index (RI). We propose four metal-insulator-metal (MIM) structures composed of a resonator and a surface plasmonic polariton (SPP) waveguide. Finite difference time domain (FDTD) is used in the simulation by R-soft software.

Based on the results obtained, the structures proposed in this work constitute a very promising platform for bio-sensing applications.

Key words : plasmonic, , sensors, waveguides, cavity, SPP , MIM , FDTD ,R-soft.

ملخص

على الرغم من العدد المتزايد لأجهزة الاستشعار في مجالات الكيمياء والبيولوجيا ، فإن تعقيد التفاعلات بين الجزيئات المختلفة الموجودة أثناء الاكتشاف لا يزال بحاجة إلى مزيد من التحقيق. رنين البلازمون السطحي هو تقنية معترف بها لحساسيتها لاكتشاف السطح ، والتي تتميز بكونها خالية من الملصقات والسماح بمراقبة حركية التفاعل في الوقت الفعلي. تم تطبيق هيكل MIM على العديد من المكونات البصرية SPP ، مثل أجهزة الاستشعار الحيوية. كفل إدخال التجاوب مع العيوب في الدليل الموجي التقليدي MIM تفاعلاً أطول بين أوضاع SPP والجزيئات المختبرة من المستشعر. في هذا السياق ، تهدف هذه الأطروحة إلى دراسة وتصميم أجهزة الاستشعار الحيوية البلازمية بناءً على أدلة موجية ثنائية الأبعاد للعازل المعدني (MIM) في الفضة للمعدن لمعامل الانكسار (RI). نقترح أربعة هياكل معدنية عازلة معدنية (MIM) تتكون من مرنان ودليل موجي لسطح بولاريتون (SPP). يتم استخدام المجال الزمني للفرق المحدود (FDTD) في المحاكاة بواسطة برنامج R-soft. بناءً على النتائج التي تم الحصول عليها ، تشكل الهياكل المقترحة في هذا العمل منصة واعدة جداً لتطبيقات الاستشعار الحيوي.

الكلمات المفتاحية: بلازمون، أجهزة الاستشعار، الموجه الموجي، تجويف، SPP، MIM، FDTD، R-soft

Sommaire

Dédicace	I
Remerciements	II
Résumé	III
Liste des figures	V
Liste des tableaux	VII
INTRODUCTION GENERAL	1
CHAPITRE I : RAPPEL DE LA THEORIE DE L'ELECTROMAGNETISME	
I.1. Introduction	3
I.2 Lumière et propagation	3
I.2.1 Emission.....	4
I.2.2 Polarisation	4
I.3 Les théories de l'électromagnétisme	6
I.3.1 Équations de Maxwell	6
I.3.2 Équations d'onde	9
I.3.3 Propagation d'ondes	10
I.3.4 L'onde évanescente	11
I.4 Interaction lumière –matière	13
I.4.1 Réflexion	13
I.4.2 Transmission	15
I.4.3 Absorption	15
I.4.4 Diffusion de la lumière	16
I.5 Conclusion	16
CHAPITRE II : GENERALITES SUR LES PLASMONS DE SURFACE	
II.1. Introduction.....	17
II.2 historique	17
II.3 Plasmon	18
II.4 Propriétés optiques des métaux	18
II.4.1 La contribution inter-bande	19
II.4.2 La contribution intra-bande	19
II.5 modèle de Drude	19
II.6 Plasmon-polariton et plasmon de surface	24
II.6.1 Les différents types de Plasmons de surface	25
II.6.1.1 Plasmons de surface délocalisés	25
II.6.1.2 Plasmon de surface localisé	26
II.6.2 La résonance de plasmons de surface (SPR)	27
II.6.2.1 Principe de la résonance de plasmons de surface	27
II.6.2.2 L'imagerie SPR	29
II.7 Conclusion	30

Sommaire

CHAPITRE III : GENERALITES SUR LES CAPTEURS ET LES BIOCAPTEURS

III.1. Introduction.....	31
III.2 Les capteurs	31
III.2.1 Définition	31
III.2.2. Classification des capteurs	32
III.2.2.1. Capteurs passifs	32
III.2.2.2. Capteurs actifs	33
III.2.3 Paramètres caractérisant les performances d'un capteur	33
III.3. Les biocapteurs	36
III.3.1. Historique	36
III.3.2. Définition	37
III.3.3. principe de fonctionnement d'un biocapteur	37
III.3.4. Les différents types de biocapteurs	38
III.4. Biocapteurs optiques	39
III.4. Guides d'ondes plasmoniques	39
III.4.1. film métallique	39
III.4.2 Guides rubans	40
III.4.3. Ruban diélectrique sur un film	41
III.4.4. Guide métal/diélectrique/métal	41
III.4.5. Canal en forme de sillon métallique	42
III.4.6. Chaînes de nanoparticules métalliques	43
III.5. Conclusion	43

CHAPITRE IV : RESULTATS ET INTERPRETIIONS

IV.1. Introduction	44
IV .2.1. Méthode des différences finies temporelles (FDTD)	44
IV .2.2. Principe de base de la méthode FDTD	44
IV.3. Présentation du logiciel R-soft CAD	45
IV.3.1. Définition	45
IV.3.2. fullwave	45
IV .3.3. Les étapes de simulation	45
IV .3.3.1. Détermination des variables	48
IV .3.3.2. Réglage Lancer« Edit Launch Field »	49
IV .3.3.3. Les Moniteurs	49
IV .3.3.4. Vérifier de structure	49
IV .3.3.5. Réalisation d'une simulation	50
IV .3.3.6. Lancement de la simulation	51
IV .3.3.7. Lecture des résultats	51
IV .4. Guide d'onde	51
IV .4.1. Etude de métal	51
IV .4.2. Epaisseur de la guide.....	52

Sommaire

IV .5. Présentation de la structure étudiée	53
IV .5.1. 1 ^{er} structure.....	53
IV .5.1.1. L'influence de la longueur L	54
IV .5.1.2 L'influence de la largeur l	56
IV .5.2. 2 ^{eme} structure	57
IV .5.3. 3 ^{eme} structure	59
IV .5.4. 4 ^{eme} structure.....	60
IV .5.5. Comparaison entre la 3 ^{eme} structure et 4 ^{eme} structure.....	61
IV .6. Conclusion.....	62
Conclusion général	63
Référence bibliographique	

LISTE DES FIGURES

	page
Figure I.1: Propagation d'une onde monochromatique plane dans deux milieux homogène et isotrope.	12
Figure I.2: Réflexion spéculaire	14
Figure I.3: Réflexion diffuse	14
Figure II.1: Représentation schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal.	25
Figure II.2: Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique. La décroissance exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.	26
Figure II.3: Schéma illustrant l'action d'un champ électromagnétique sur le plasmon d'une nanoparticule métallique, montrant le déplacement du nuage électronique par rapport au centre de la nanoparticule.	27
Figure II.4: Schéma représentant le phénomène de SPR (configuration de Kretschmann)	28
Figure II. 5: Représentation schématique de l'appareil d'imagerie SPR utilisé au laboratoire.	29
Figure III.01: Définition d'un capteur.	31
Figure III.02: Caractéristique linéaire.	34
Figure III.03: Courbe d'étalonnage d'un capteur	34
Figure III.04: Exemple de linéarisation de caractéristiques.	35
Figure III.05: Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un biocapteur .	38
FigureIII.06: Familles de biorécepteurs et de transducteurs.	38
Figure III.07: Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.	40
Figure III.08: 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.	40
Figure III.09: Ruban diélectrique d'indice n_3 dans un milieu d'indice($n_1 < n_3$) déposé sur une surface métallique. Les plasmons de surface restent confinés sous le guide d'onde diélectrique.	41
Figure III.10: 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.	41
Figure III.11: Un guide plasmonique en forme de sillon métallique permet de guider l'énergie du mode avec un très fort confinement de la lumière.	42

Figure III.12: Structure inversée du sillon métalliques (“Wedge channel plasmon po-lariton”). Le plasmons de surface se propage le long de l’arête métallique.	42
Figure III.13: Chaîne de nanoparticules métalliques déposées sur un substrat diélectrique.	43
Figure IV.1: Fenêtre principale du programme R -Soft CAD.	46
Figure IV.2: La fenêtre de démarrage (startup Window)	47
Figure IV.3: Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.	48
Figure IV. 4: l’éditeur du Tableau de symboles.	48
Figure IV. 5: Boite de lancer «Editlanuchfield».	49
Figure IV. 6: fenêtre de compute material Profil	50
Figure IV.7: La fenêtre de paramètres de simulation	50
Figure IV. 8: guide d'onde plasmonique	51
Figure IV. 9: Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.	52
Figure IV. 10: Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde.	53
Figure IV. 11: La première structure proposée du capteur	53
Figure IV. 12: le spectre de transmission de la structure propose	54
Figure IV. 13: Variation de la sensibilité S en fonction du la langueur L	55
Figure IV. 14: Variation de la sensibilité S en fonction du la largeur L	56
Figure IV. 15: a) La deuxième structure proposée du capteur, b) le spectre de transmission de la structure proposée	57
Figure IV. 16: les courbes des diff´erent indice ”n”	58
Figure IV. 17: a) La troisième structure proposée du capteur, b) le spectre de transmission de la structure proposée	59
Figure IV. 18: Les courbes des différent indice ”n”.	59
Figure IV. 19: a) La quatrième structure proposée du capteur, b) le spectre de transmission de la structure proposée	60
Figure IV. 20: Les courbes des différent indice ”n”.	60

LISTE DES TABLEAUX

	page
<i>Tableau III.1:</i> Effets utilisés pour les capteurs passifs	32
<i>Tableau III.2:</i> Effets utilisés pour les capteurs actifs	33
<i>Tableau IV.1:</i> La sensibilité des quatre pics pour différents valeur de longueur L	55
<i>Tableau IV.2:</i> La sensibilité des quatre pics pour différents valeur de largeur L	56
<i>Tableau IV.3 :</i> La sensibilité dans la 2 ^{eme} structure	58
<i>Tableau IV.4 :</i> La longueur d'ondes λ_0 et La sensibilité S dans la 3 ^{eme} et la 4 ^{eme} structure	61

*Introduction
générale*

Introduction générale

L'évolution très rapide des technologies engendre des contributions importantes dans divers domaines de compétences tels qu'en chimie, biochimie, biologie, environnement, matériaux, mécanique, médecine, physique et autres.

Depuis la conception du premier biocapteur par Clark et Lyon en 1960 [1], le développement des biocapteurs a connu une progression considérable, rendant leurs utilisations de plus en plus performante.

Le développement d'instruments très avancés est devenu un enjeu majeur pour répondre aux besoins et aux exigences qui sont de plus en plus difficiles : une meilleure maîtrise du temps, une réponse extrêmement rapide, des composantes miniatures, une surveillance dans des milieux difficiles d'accès, une analyse et exécution en temps réel etc. Il existe aujourd'hui différents types de capteurs fondés sur des principes de détection très variés. Il y a une vingtaine d'années, les premiers capteurs à résonance de plasmons de surface encore connus sous les initiales SPR pour Surface Plasmon Résonance.[2]

Les structures plasmonique sont des matériaux métalliques supportant un plasma d'électrons conducteurs qu'on appelle les plasmons de surface (surface plasmons, SP) [3], de nombreuses études portent sur le développement de capteurs optiques qui supportent le phénomène des SP [4], de ce fait, le domaine de la plasmonique correspond à l'étude des interactions lumière-métal.

Les capteurs optiques SPR sont aujourd'hui bien identifiés parmi les autres types de transducteurs. Ils sont commercialisés par plusieurs firmes internationales. La propriété principale des plasmons de surface est de guider la lumière le long d'une interface entre un métal et un diélectrique. Contrairement aux guides d'onde Diélectriques, la lumière est naturellement confinée près d'une interface.

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 (RPS) qui permet de mesurer des variations d'indice de réfraction et d'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 [5]. Notre travail entre dans ce contexte, en effet l'organisation de ce mémoire est la suivante.

L'objectif de ce travail est la conception d'un biocapteur à base de structure plasmonique MIM en utilisant le logiciel de simulation FullWave développé par Rsoft, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

Dans **le premier chapitre**, nous nous concentrons sur un rappel de la théorie de l'électromagnétisme, nous commencerons par des notions générales sur la lumière et propagation. Après, nous focaliserons notre étude sur les théories de l'électromagnétisme en citant les équations de Maxwell et les équations de propagation d'ondes. Ensuite, on va définir l'onde évanescente et enfin les différentes interactions lumière-matière.

Le **deuxième chapitre** sera consacré pour le développement des notions fondamentales nécessaires à la compréhension des plasmons de surface avec leurs différents modes, et quelque utilisation de plasmon de surface dans les différents domaines.

Le **troisième chapitre** sera consacré pour l'utilisation des plasmons de surface, représentés dans les biocapteurs et les différents guides plasmoniques, et quelque utilisation de plasmon de surface dans les différents domaines.

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

Enfin, nous terminerons ce mémoire par une conclusion.

Chapitre 01.

*Rappel sur la théorie
d'électromagnétisme*

I.1. Introduction

La lumière est un champ spatio-temporel. Il est défini comme étant vectoriel, puisqu'il est constitué du couple champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} . Dans certains cas, ce champ peut être interprété comme un scalaire, donc il n'est pas toujours nécessaire d'avoir recours au caractère vectoriel [6].

Par contre, l'étude de la polarisation de la lumière impose la prise en compte du caractère vectoriel du champ optique qui se propage dans les milieux limités, comme les guides optiques, ou en présence de surfaces de discontinuité d'indice de réfraction. Cette introduction du concept vectoriel est absolument nécessaire pour tenir compte des conditions aux limites.

Pour une bonne compréhension de l'évolution des ondes électromagnétiques, que la lumière fait partie, requiert une bonne connaissance de la théorie des ondes électromagnétiques, ce chapitre vient donner un aperçu sur les théories de l'électromagnétisme, plus précisément les équations de Maxwell qui seront décrit dans une première partie, et donner aussi une petite introduction sur la nature de la lumière et sa polarisation dans une deuxième partie. [7]

I.2. Lumière et propagation

L'application d'un champ électrique \vec{E} modifié la répartition du nuage électronique, et plus faiblement la position relative des ions. La conséquence immédiate est une polarisation induite du milieu. La polarisation peut changer de direction suivant le champ appliqué.

les milieux optiques peuvent être classés en deux grandes catégories :

Les milieux isotropes : L'indice de réfraction « n » vu par l'onde optique qui se propage ne dépend pas de la direction de propagation « k ».

Les milieux anisotropes : L'indice de réfraction vu par l'onde optique qui s'y propage dépend de la direction de propagation.

On peut noter que dans les milieux isotropes la direction des champs électrique \vec{E} et l'induction électrique est la même, ce qui n'est le cas pour les milieux anisotropes. Ces derniers sont caractérisés par le vecteur \vec{D} puisque le vecteur \vec{E} n'est pas dans le plan de l'onde.

I.2.1. Emission

Dans ce principe, la façon dont la lumière est émise par une source peut induire la nature vectorielle de celle-ci, d'une manière générale, une source lumineuse rayonne à chaque instant une onde électromagnétique ayant une direction du champ \vec{E} bien définie. Ces sources émettent dans toutes les directions avec des phases et directions du champ \vec{E} aléatoires, c'est une onde unique avec des superpositions d'ondes incohérentes.

De cette façon, la lumière est émise d'une manière désordonnée, elle est dite naturelle ou non polarisée. On peut introduire un ordre à ce faisceau de lumière naturelle par le principe de polarisation, ce qui va influencer l'évolution du champ électromagnétique \vec{E} en vibrant par conséquent dans une direction fixe, et la lumière est dite polarisée. La source dans ce cas est dite cohérente à l'inverse de la lumière naturelle, et les ondes émises par celle-ci sont telles que l'évolution temporelle du champ électromagnétique associé est parfaitement prévisible. [7]

I.2.2. Polarisation

On peut dire que le champ « polarisé » si l'évolution du champ optique est identique dans tous les points de l'espace.

Il est nécessaire d'utiliser la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques pour étudier les différents types de polarisation. Il est bien de noter que ces ondes peuvent se décomposer en une infinité de champs électromagnétiques de fréquences angulaires ω , et chacun d'entre eux à une infinité d'ondes planes de vecteur d'onde k . Sur le plan mathématique, la théorie de l'intégrale de Fourier se traduit par la relation:

$$D(r, t) = \iint D(k, \omega) e^{-j(\omega t - k \cdot r)} dk d\omega \quad (\text{I.1})$$

La relation (I.1) est exprimée par le champ d'induction électrique $D(r, t)$ car il est le plus significatif en optique des milieux cristallins [6].

Il suffit pour étudier la polarisation de la lumière de ne considérer qu'une composante élémentaire de cette décomposition, qui est l'onde plane monochromatique. Cette dernière est l'élément fondamental dans la description de la polarisation de lumière.

Pour une onde plane monochromatique l'équation de Maxwell $\text{div } \vec{D}=0$ impose l'orthogonalité des vecteurs \vec{D} et \vec{K} dans les milieux infinis [6], d'où la relation :

$$D(z, t) = D_0 e^{-j(\omega t - kt)} \quad (\text{I.2})$$

D : est l'induction électrique

k : le vecteur d'onde donne la direction de propagation sur l'axe Oz, qui s'exprime par l'équation :

$$k = nk_0 = n \frac{\omega}{c} \quad (\text{I.3}) \quad (n : \text{Indice de réfraction.})$$

D_0 : Vecteur complexe situé dans le plan d'onde, il caractérise la polarisation, avec :

$$D_0 = A_x e^{j\phi_x} + A_y e^{j\phi_y} \quad (\text{I.4})$$

A_x, A_y : Constantes réelles positives.

La relation qui détermine, $D(z, t)$ dans un plan d'onde quelconque est:

$$D(z, t) = \Re[D_0 e^{-j(\omega t - kt)}] \quad (\text{I.5})$$

Par ailleurs, la puissance transportée par le champ électromagnétique associé à l'onde est égal au flux du vecteur de POYNTING à travers la section droite du faisceau lumineux.

Dans le cas d'une onde plane uniforme, une relation de proportionnalité est établie entre la puissance P est l'intensité du champ I_0 :

$$I_0 = D_0^* \cdot D_0 = A_x^2 + A_y^2 \quad (\text{I.6})$$

Les composantes cartésiennes réelles du vecteur, $D(z, t)$ s'écrivent :

$$D_x(z, t) = A_x \cos(\omega t - kt - \phi_x) \quad (\text{I.7})$$

$$D_y(z, t) = A_y \cos(\omega t - kt - \phi_y)$$

Le vecteur, $D(z, t)$ avec son évolution décrit l'état de polarisation, si on associe un point à l'extrémité du vecteur $D(z, t)$ ce point décrit une ellipse située dans le plan d'onde. L'état de polarisation le plus général d'une onde plane monochromatique dans un milieu homogène est un état de polarisation elliptique.

I.3. Les théories de l'électromagnétisme

Pour appréhender toute étude sur le phénomène de propagation d'ondes il faut passer par les équations de MAXWELL [8]. Ces équations nous permettent d'obtenir l'équation de propagation des ondes pour un milieu diélectrique infini.

I.3.1. Équations de Maxwell

Le développement des sciences antérieurement au 19eme siècle avait conduit à l'édification de deux sciences distinctes : l'électricité d'une part (par Coulomb, Poisson, Gauss...) et le magnétisme d'autre part (par Oersted, Laplace, Biot et Savart...). Le physicien écossais James Clerk Maxwell (1831-1879) commence à traduire l'ensemble des connaissances relatives au champ électrique et au champ magnétique sous forme d'équations locales et établit sous sa forme définitive en 1864 une théorie unifiée dans laquelle l'électricité et le magnétisme apparaissent comme deux manifestations particulières d'une réalité plus générale, baptisée électromagnétisme [9]

Les équations de Maxwell sont issues de lois fondamentales de la physique classique permettant de décrire l'électrodynamique des milieux. Elles sont constituées de deux équations vectorielles et deux équations scalaires qui mettent en jeu les champs électromagnétiques E et H, le champ de déplacement électrique D et le champ d'induction magnétique B

La théorie des guides d'ondes repose sur [10] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{Loi de Maxwell Faraday})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{Loi de Maxwell Ampère}) \quad (\text{I.8})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{Loi de Gauss (magnétisme)})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{Loi de Gauss (électricité)})$$

avec \vec{E} : Champ électrique

\vec{B} : Densité du flux magnétique (Tesla),

\vec{D} : Densité du déplacement électrique

\vec{H} : Champ magnétique

\vec{J} : Densité du courant

ρ : Densité de charge électrique

Les relations de constitution caractérisant un milieu nous permettent d'exprimer la densité de champ et la densité du courant \vec{D} , \vec{B} et \vec{J} en fonction des champs \vec{E} et \vec{H} .

$$\vec{D} = \vec{D}(\vec{E})$$

$$\vec{B} = \vec{B}(\vec{H}) \quad (I.9)$$

$$\vec{J} = \vec{J}(\vec{E}, \vec{H})$$

La forme spécifique de ces relations dépend de la nature du milieu. Ainsi, pour un milieu homogène (un milieu dont les propriétés ne changent pas d'un point à un autre), et isotrope (dont les propriétés sont les mêmes dans toutes les directions données) et un milieu linéaire (un milieu où les relations de constitution sont linéaires avec le respect de \vec{E} et \vec{H}),

les relations (I.9) peuvent alors se réécrire comme [11] :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (I.10)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}$$

De plus, si le milieu obéit à la loi d'Ohm, nous aurons:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (I.11)$$

où ϵ : est la permittivité diélectrique.

μ : est la perméabilité magnétique.

σ : est la conductivité.

Les milieux diélectriques isotropes et sans perte, que nous considérerons lorsque nous étudierons les guides d'ondes, ont les caractéristiques suivantes:

$$\sigma = 0 \text{ (Milieu non – conducteur)}$$

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (\text{I. 12})$$

(Pour les milieux non magnétiques $\mu = \mu_0$)

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 = n^2 \quad (\text{I. 13})$$

(n Indice de refraction du milieu)

où ε_0 et μ_0 les constantes dans le vide

ε_r est la permittivité électrique relative

μ_r la perméabilité magnétique relative

Nous considérerons uniquement les milieux diélectriques isotropes, sans charge, sans perte et non magnétique. Les équations de Maxwell et les relations de constitution applicables pour de tels milieux sont [10] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I. 14})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I. 15})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I. 16})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{I. 17})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{I. 18})$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 n^2 \vec{E} \quad (\text{I. 19})$$

Les équations de Maxwell sont des équations différentielles dans lesquelles les champs \vec{E} et \vec{H} doivent obéir lors de leur propagation dans un milieu considéré.

Les solutions particulières de ces équations, pour un problème physique donné, sont trouvées à partir des conditions aux limites. Les conditions aux limites générales pour différentes quantités électromagnétiques sont :

Continuité de la composante normale du courant de déplacement électrique [12]:

$$(\vec{s})(\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = 0 \quad (\text{I.20})$$

Continuité de la composante tangentielle du champ électrique :

$$(\vec{s})(\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (\text{I.21})$$

Continuité de la composante normale de la densité de flux magnétique :

$$(\vec{s})(\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (\text{I.22})$$

Continuité de la composante tangentielle du champ magnétique :

$$(\vec{s})(\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = 0 \quad (\text{I.23})$$

I.3.2. Équations d'onde

Les équations de Maxwell que nous venons de voir ne sont pas faciles à résoudre puisqu'elles forment un système d'équations couplées. Cependant, à partir de ces dernières, nous pouvons développer un nouveau système d'équations (appelé équations d'onde), qui est plus facile à analyser. Le principal intérêt réside dans le fait que les équations d'onde sont découplées, c'est-à-dire que chacune d'elles ne fait intervenir qu'un champ (\vec{H} et \vec{E}). Elles sont donc très utiles pour résoudre des problèmes de conditions aux limites. Afin d'obtenir ces équations on prend le rotationnel de l'équation (I.14), et en substituant l'équation (I.18) nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{H}}{\partial t} \quad (\text{I.24})$$

En utilisant les relations (I.15) et (I.19) et le fait que :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times A = -\nabla^2 A + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot A) \quad (\text{I.25})$$

Nous aurons :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (I.26)$$

En développant l'équation (I.17), nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \varepsilon_0 n^2 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \varepsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{\nabla} n^2 = 0 \quad (I.27)$$

En substituant l'équation (I.27) dans l'équation (I.26), nous obtenons l'équation générale de l'onde :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\vec{\nabla} \left(\vec{E} \cdot \frac{\vec{\nabla} n^2}{n^2} \right) \quad (I.28)$$

Par contre, pour un milieu homogène l'indice de réfraction est nul $\vec{\nabla} n = 0$, de ce fait, la relation (I.28) devient alors l'équation d'onde homogène [16]:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (I.29)$$

Le calcul du champ électromagnétique d'un guide revient donc à résoudre l'équation d'onde sous certaines conditions limites.

I.3.3. Propagation d'ondes

Nous allons utiliser principalement dans ce qui va suivre, les champs \vec{E} et \vec{H} qui sont des fonctions sinusoïdales du temps de la forme suivante :

$$\vec{A} = \Re(\vec{A} e^{j\omega t}) \quad (I.30)$$

où \vec{A} est le vecteur complexe (phaseur) qui ne dépend que des coordonnées de l'espace.

Dans ce cas particulier, nous pouvons remplacer les dérivées par rapport au temps par le facteur ωj . Dans l'étude des équations ci-dessous, nous retrouvons les équations de Maxwell écrites particulièrement pour des champs à variation temporelle sinusoïdale [10] :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \mu_0 \vec{H} = -jK_0 \eta_0 \vec{H} \quad (I.31)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega \varepsilon_0 n^2 \vec{E} = j \frac{n^2}{\eta_0} K_0 \vec{E} \quad (I.32)$$

Nous obtenons les équations d'onde pour les phaseurs \vec{E} et \vec{H} en prenant les rotationnels des équations (I.31) et (I.32)

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{I.33})$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} = 0 \quad (\text{I.34})$$

Le nombre d'onde k est donné comme :

$$k = n \frac{\omega}{c} = nk_0 \quad (\text{I.35})$$

La vitesse de la lumière dans le vide est

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (\text{I.36})$$

On donne aussi $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ ou λ est la longueur d'onde dans le vide.

Les équations (2.31), obtenues pour les phaseurs \vec{E} et \vec{H} , portent le nom d'équations de Helmholtz. Une solution élémentaire de ces équations est l'onde plane uniforme :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (\text{I.37})$$

$$\vec{H} = \vec{H}_1 e^{-j\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (\text{I.38})$$

\vec{E}_1 et \vec{H}_1 sont deux vecteurs impliqués dans un plan normal à la direction de propagation \vec{l} , et \vec{k} est le vecteur d'onde orienté dans la direction de propagation \vec{l} ($\vec{k} = k\vec{l}$)

I.3.4. L'onde évanescente

L'onde évanescente est générée dans le processus de la réflexion totale à l'interface entre deux milieux différents. Compte tenu de la Figure I.1, les composantes normales du vecteur d'onde dans chaque milieu (incident, réfléchis et transmis) sont :

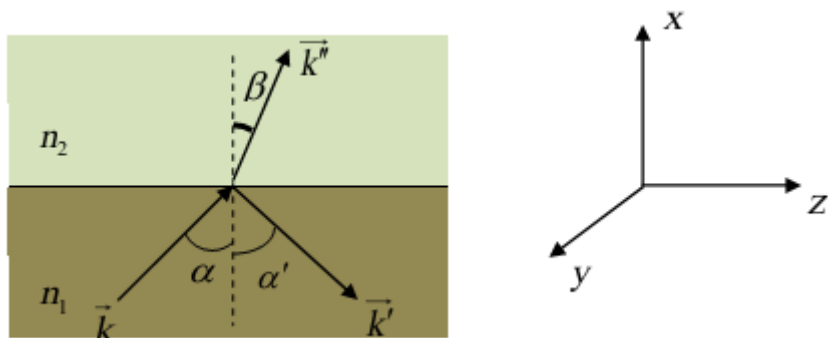


Figure I. 1 : Propagation d'une onde monochromatique plane dans deux milieux homogènes et isotropes.

$$\begin{cases} k_x = k \cos \alpha = n \frac{\omega}{c} \cos \alpha \\ k'_x = -k \cos \alpha' = -n_1 \frac{\omega}{c} \cos \alpha' = -n_1 \frac{\omega}{c} \cos \alpha, \text{ car } \alpha = \alpha' \text{ (loi de Snell - Descartes)} \\ k''_x = n_2 \frac{\omega}{c} \cos \beta = n_2 \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \sin^2 \beta} = n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \beta} \end{cases} \quad (\text{I.39})$$

$$\text{car } n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \text{ (loi de Snell - Descartes)} \quad (\text{I.40})$$

pour les angles supérieurs à l'angle d'incidence limite (angle critique), on a une réflexion totale, $\alpha > \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$, c'est-à-dire lorsque, $\sin \alpha > \frac{n_2}{n_1}$, aucune onde n'est transmise, $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 - \sin^2 \alpha < 0$, k''_x est un imaginaire pur :

$$\vec{E}'' = \vec{E}_0'' \exp[j(\vec{k}'' \vec{r} - \omega t)] \quad (\text{I.41})$$

$$\vec{E}'' = \vec{E}_0'' \exp(jk_x x) \cdot \exp[j(k_z z + k_y y - \omega t)] \quad (\text{I.42})$$

$$\vec{E}'' = \vec{E}_0'' \exp\left(-n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \cdot x\right) \cdot \exp[j(k_z z + k_y y - \omega t)] \quad (\text{I.43})$$

On constate que dans la région (2), ($x > 0$), contrairement à ce que l'on trouve dans l'optique géométrique, il y a un champ qui pénètre dans ce milieu exponentiellement décroissant, avec une profondeur de pénétration; la distance correspondante décroît d'un facteur de 1/e :

$$\exp\left(-n_1 \frac{\omega}{c} \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} \cdot x\right) = \exp(-1) \quad (\text{I.44})$$

Donc

$$x = \frac{c}{n_1 \omega \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}} \quad (\text{I.45})$$

Qui peut être écrite en fonction de l'angle critique [13] :

$$x = \frac{c}{n_1 \omega \sqrt{\sin^2 \alpha - \theta_c^2}} \quad (\text{I.46})$$

θ_c : Représente l'angle critique.

I.4. Interaction lumière –matière

Quand les rayons lumineux tombent sur la surface d'une matière (opaque ou transparente) une partie est réfléchi, le reste se propageant dans la matière. Cette partie peut être soit absorbée soit diffusée par les constituant de la matière. Enfin, une partie peut être transmise à travers la matière [14].

I.4.1. Réflexion

C'est un phénomène qui se produit lorsqu'une onde lumineuse tombe d'un milieu optiquement dense vers un milieu optiquement moins dense. L'onde incidente revient ainsi vers le milieu incident. Nous sommes divisés en réflexion spéculaire, réflexion diffuse et réflexion totale.

a- Réflexion spéculaire

Dans le cas de la réflexion spéculaire, le rayon incident, le rayon réfléchi et la normale à la surface de séparation sont dans un même plan dont l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion [14].

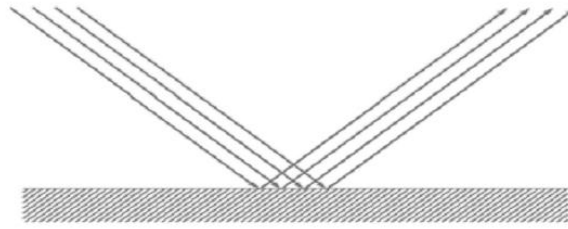


Figure I. 2: Réflexion spéculaire

b- Réflexion diffuse

Caractérise la lumière réfléchiée par une surface irrégulière (une "surface dite rugueuse" présentant des fluctuations de hauteur aléatoires) qui renvoie l'énergie incidente dans plusieurs directions [14].

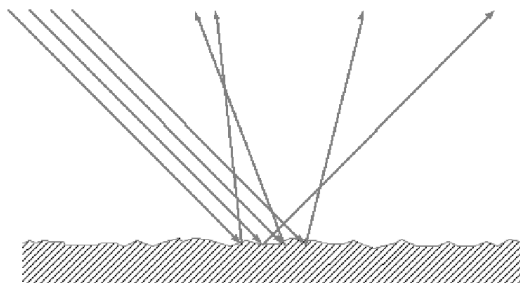


Figure I. 3: Réflexion diffuse

C- Réflexion totale

La réflexion totale se produit lorsque la lumière d'un milieu plus dense au sens optique vers un milieu moins dense traverse la limite de ces milieux à un angle supérieur à un certain angle limite, et toute la lumière est réfléchiée par la surface [14].

Si l'angle d'incidence est supérieur à un certain angle limite, toute la lumière est réfléchiée par la surface [15].

Pour caractériser la réflexion, on introduit le facteur de réflexion qui est égal au quotient des intensités des ondes réfléchiée et incidente.

$$R = \frac{I_r}{I_i} \quad (I.47)$$

Où : I_r : Intensité réfléchiée.

I_i : Intensité incidente.

I.4.2. Transmission

Lors de l'incidence d'une onde lumineuse sur une surface diélectrique, il apparaît en même temps que l'onde réfléchie, une onde transmise. La transmission est caractérisée par un facteur de transmission qui est le quotient des intensités des ondes réfléchies et incidentes. Elle est donnée par [16] :

$$T = \frac{I_t}{I_i} \quad (I.48)$$

Où : I_t : Intensité transmise.

I_i : Intensité incidente.

Quant à la réflexion, la partie du flux se propageant dans le second milieu dans la direction correspondant à l'optique géométrique, est appelée transmission régulière, spéculaire ou géométrique de la surface. Par contre, quelque chose qui se propage dans toutes les directions autres que celles correspondant à l'optique géométrique est appelé transmission diffuse.

I.4.3. Absorption

Quand une onde lumineuse tombe sur une surface, il y a réflexion et/ou transmission. En faisant le bilan énergétique, on constate qu'une partie de l'énergie est perdue. L'une des causes de cette perte est l'absorption : quelques photons cèdent leurs énergies au milieu. Cette énergie participe au réchauffement ou à l'ionisation des atomes. Il a été montré que le flux émergent reste proportionnel au flux incident tant que l'absorption n'est pas élevée. Le facteur d'absorption est donné par [16] :

$$A = \frac{\Phi_a}{\Phi_i} \quad (I.49)$$

Où : Φ_a : Flux émergent.

Φ_i : Flux incident.

Une autre cause de perte d'énergie lors de la propagation de la lumière dans un milieu est la diffusion qui sera étudiée dans ce chapitre.

I.4.4. Diffusion de la lumière

La diffusion de la lumière se produit lorsqu'une hétérogénéité structurelle se produit dans le volume du milieu de propagation ou sur des surfaces séparant deux matériaux aux propriétés optiques différentes.

L'inhomogénéité de volume reflète des changements plus ou moins locaux de l'indice de réfraction, et les hétérogénéités de surface correspondent à la rugosité de l'interface.

Dans les deux cas de figure, les phénomènes de diffusion sont liés à l'interaction de la lumière avec une répartition aléatoire de structures volumiques ou superficielles engendrant des modifications dans la direction de propagation d'une partie du faisceau lumineux [17].

La diffusion est une interaction de la lumière avec la matière au cours de laquelle la direction du rayonnement incident et sa polarisation sont modifiées. La lumière ainsi diffusée porte l'information de dépolarisation [18].

Toute onde qu'elle que soit sa nature électromagnétique comme la lumière, acoustique ou encore quantique, diffuse de façon générale quand elle se propage dans un milieu hétérogène [18]. Un milieu est dit optiquement hétérogène, si son indice de réfraction ne reste pas constant et varie d'une façon irrégulière dans le milieu [19].

I.5. Conclusion

Les notions préliminaires nécessaires à la compréhension du sujet de la thèse ont été réunies dans ce chapitre, commençant par la lumière puis la propagation et ces modes ; puis on a évoqué les théories de l'électromagnétisme, ainsi que les équations de Maxwell, les conditions aux limites, jusqu'à l'onde évanescente et les conditions de son apparition, et enfin, l'Interaction lumière – matière.

Chapitre 02.

Généralité sur les plasmons de surface

II.1. Introduction

La plasmonique permet d'étudier le comportement de la lumière à l'échelle nanométrique. L'ingrédient fondamental est le plasmon de surface (SP), qui se concerne le mode électromagnétique qui se propage à l'interface d'un conducteur et d'un diélectrique [20].

La résonance de plasmons de surface résulte de l'excitation, par une onde évanescente, d'un mode d'oscillation collective d'électrons libres à la surface d'une couche mince métallique.[21]

Le plasmon de surface est caractérisé par des propriétés spécifiques qui lui confèrent un intérêt considérable dans le développement des nouveaux matériaux optoélectroniques. Son confinement aux interfaces diélectrique-métal le rend très sensible aux modifications de la surface et permet une manipulation simple par structuration des matériaux [20].

Donc la maîtrise des SPs ouvre les portes à différentes applications, qui exploitent leur propriété de confiner les champs électromagnétiques dans volumes sub-longueur d'onde.

II.2. historique

1902 : Les plasmons de surface ont été originalement découverts par R.W. Wood.

Wood, en observant le spectre d'une source continue de lumière blanche en utilisant un réseau de diffraction en réflexion, remarque de fines bandes sombres dans le spectre diffracté [22]

1940 : avec les travaux de U. Fano de la théorie vectorielle, R.W. Wood trouve une interprétation théorique de ces anomalies, basée sur l'existence des ondes de surface (plasmon de surface) supportées par le réseau. [23]

1965: A. Hessel et A. A. Oliner proposent une théorie plus générale des anomalies de Wood pour les réseaux métalliques. Ils interprètent ces anomalies par des effets de résonance provenant du couplage entre l'onde incidente et les modes propres du réseau. [24]

1968: Otto montre que ces ondes de surface peuvent être excitées en utilisant la réflexion totale atténuée. Dans la même année, Kretschmann et Raether obtiennent les mêmes résultats à partir d'une configuration différente de la méthode de réflexion totale atténuée. [25]

1983: Marquant un tournant dans les applications des plasmons de surface, Nylander et Liedberg, ont exploité pour la première fois, la configuration de Kretschmann pour la détection des gaz et de biomolécules [26].

1990: naissance à des entreprises spécialisées dans la vente d'appareils SPR telles que Biacore International [27].

Aujourd'hui, l'intérêt pour les plasmons de surface n'est plus à démontrer. En particulier le succès de la résonance des plasmons de surface (SPR) qui permet de mesurer des 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 [24].

II.3. Plasmon

La notion de plasmon apparaît pour la première fois en 1956 dans les travaux de Pines.

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 par analogie avec le plasma sanguin. [28]

Plasmonique est le nom donné (en 2000) à une discipline permettant d'exploiter l'interaction résonante obtenue dans certaines conditions entre le rayonnement électromagnétique (la lumière en particulier) et les électrons libres à l'interface entre un métal et un matériau diélectrique (par exemple, l'air ou le verre). Cette interaction génère des ondes de densité électronique appelées plasmons ou plasmons de surface [29].

II.4. Propriétés optiques des métaux

La réponse optique d'un métal peut être décrite par l'interaction entre le solide, représenté par sa fonction diélectrique $\epsilon(\omega)$ et la lumière assimilée à une onde électromagnétique.

La propagation de cette onde dans le milieu considéré est régie par **les équations de Maxwell**. Ces relations sont complétées par **les relations constitutives** [30].

La fonction diélectrique relative $\tilde{\epsilon}(\omega)$, qui caractérise la réponse du milieu de propagation de la lumière, est généralement complexe :

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_r'(\omega) + i\epsilon_r''(\omega) = \tilde{n}(\omega)^2 \quad (\text{II.1})$$

$\epsilon_r'(\omega)$ et $\epsilon_r''(\omega)$ représentent respectivement les parties réelle et imaginaire de $\tilde{\epsilon}(\omega)$, \tilde{n} est l'indice de réfraction complexe, cette fonction peut comporter deux contributions différentes :

II.4.1. La contribution inter-bande: (modèle de Drude Lorentz): Elles correspondent aux transitions électroniques de la bande de valence vers la bande de conduction. Pour que cette transition soit possible, il faut que le photon incident ait une énergie supérieure à une valeur seuil

II.4.2. La contribution intra-bande: (modèle de Drude): Elles correspondent aux transitions des électrons se trouvant dans la bande de conduction vers un niveau électronique supérieur dans cette même bande. Le modèle de Drude, décrit en 1900, permet de déterminer la constante diélectrique intrabande ϵ_{intra} , en considérant un modèle d'électrons quasi-libres, de masses effectives m_{eff} .

II.5. modèle de Drude

Ce modèle, introduit par Drude en 1900, est basé sur une adaptation de la théorie cinétique des gaz d'électrons libres des métaux [31].

Cette approche repose sur une représentation classique de la structure électronique des métaux. Ainsi, un atome isolé présente un noyau chargé positivement entouré d'électrons « de cœur » puis d'un ou plusieurs électrons de valence.

Dans le cas des métaux, cette structuration atomique est conservée à l'exception des électrons de valence qui se retrouvent délocalisés et libres de se déplacer dans le réseau cristallin. Ces derniers, alors appelés électrons de conduction, forment un gaz (ou une mer) d'électrons libres chargé négativement. Les noyaux atomiques entourés des électrons de cœur forment une structure cristalline fixe chargée positivement.

Le modèle de Drude est basé sur certaines hypothèses relatives au mouvement de ces électrons libres. Ainsi l'interaction d'un électron de conduction avec les autres électrons est négligée « approximation des électrons indépendants », ainsi que l'interaction d'un électron de conduction avec les ions « approximation des électrons libres ».

Le temps de relaxation τ d'un électron est alors défini comme étant le temps moyen entre deux collisions successives. Il est typiquement de l'ordre de 10^{-14} seconde [32]. Cette quantité, indépendante de la vitesse et de la position de l'électron considéré, peut être reliée à la notion de libre parcours moyen.

Le temps correspondant τ est relié au libre parcours moyen des électrons par

$$l = \tau \cdot v_F \quad (\text{II. 2})$$

où v_F est la vitesse de Fermi des électrons de conduction.

Par exemple dans le cas de l'argent massif, $l \cong 50$ nm à 273 K [33] et $v = 1.39106$ nm.fs⁻¹ [34], ce qui donne un temps de collision moyen $\tau \cong 37$ fs ($\cong 40$ fs estimé à partir de mesures de résistivité électrique) [35].

Dans le modèle de Drude, les électrons sont des particules ponctuelles de masse m et de charge e et un gaz d'électrons libres de densité n se déplaçant autour d'une position d'équilibre est considéré. Le mouvement des électrons est ralenti par un modèle de force de frottement traduit par un terme de fréquence de collisions

$$\gamma = \frac{1}{\tau} \quad (\text{II. 3})$$

La trajectoire d'un électron de masse m_e en présence d'un champ électromagnétique est décrite par la relation fondamentale de la dynamique.

Ce modèle d'électron libre a été combiné par Sommerfeld et Bethe en 1933 à la statistique (quantique) de Fermi-Dirac [46], qui décrit la distribution des fermions sur les états d'énergie du système en prenant en compte le principe d'exclusion de Pauli. Cette contribution au modèle de l'électron libre permet de fixer la vitesse de Fermi v_F (la vitesse des électrons à l'énergie de Fermi E_F qui est l'énergie du plus haut niveau occupé à la température $T = 0\text{K}$) comme mesure typique de la vitesse électronique dans un métal.

Pour un milieu non magnétique (perméabilité relative du milieu $\mu_r = 1$), sans densité de charges libres ($\rho = 0$), sans densité de courant ($J = 0$), les équations de Maxwell se mettent sous la forme :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{I. 14})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{I. 15})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{I. 16})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{I. 17})$$

Les relations constitutives sont les équations qui lient empiriquement des grandeurs physiques entre-elles. Les champs macroscopiques E et D sont liés par le vecteur polarisation P par l'équation :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (\text{II. 4})$$

La relation reliant le champ électrique E et l'induction électrique D est :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{II. 5})$$

L'équation reliant le champ électrique E et la polarisation P est :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E} \quad (\text{II. 6})$$

Où χ est la susceptibilité électrique du milieu.

En présence d'une onde électromagnétique, le gaz d'électrons libres interagit avec le champ électrique de cette onde et la trajectoire de ces électrons est déterminée par la relation fondamentale de la dynamique. Les différentes forces appliquées à ces électrons seront d'une part la force produite par le champ électrique et d'autre part une force d'amortissement due aux collisions avec le réseau ionique. L'évolution temporelle de la position \mathbf{r} des électrons dans le modèle défini est alors exprimée par l'équation différentielle :

$$m \cdot \frac{d^2 r}{dt^2} + m \cdot \gamma \cdot \frac{dr}{dt} = -eE \quad (\text{II. 7})$$

Où E est le champ électrique extérieur complexe appliqué à l'électron de masse effective m et de charge $-e$. Pour une onde électromagnétique harmonique de la forme $E(t) = E_0 e^{-j\omega t}$ (II. 8)

Dans cette équation, r est le déplacement de l'électron autour d'une position moyenne, le deuxième terme est un terme d'amortissement lié aux différents processus de collisions cités ci-dessus. Une solution oscillante de cette équation est:

En supposant un mouvement des électrons de la forme $r(t) = r_0 e^{-j\omega t}$, Une solution oscillante de cette équation (II. 7) est:

$$r = \frac{e}{m \cdot (\omega^2 + i \cdot \gamma \cdot \omega)} E \quad (\text{II. 9})$$

Le déplacement des électrons de Drude induit un moment dipolaire $P = -e \cdot r$ et la polarisation du gaz d'électrons, définie comme le moment dipolaire par unité de volume, s'écrit donc :

$$P = -n \cdot e \cdot r_0 = \frac{-n \cdot e^2}{m \cdot (\omega^2 + i \cdot \gamma \cdot \omega)} \cdot E_0 \quad (\text{II. 10})$$

D'après l'équation (II. 5), la relation (II. 10) donne l'expression de la susceptibilité électrique χ du milieu. D'après la relation constitutive, le vecteur induction D s'écrit :

$$D = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i \cdot \gamma \cdot \omega} \right) \cdot E \quad (\text{II. 11})$$

Où ω_p définit la pulsation plasmon ou appelée pulsation de plasmon de volume ou pulsation de Drude du solide massif.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n \cdot e^2}{m \epsilon_0}} \quad (\text{II. 12})$$

Nous pouvons alors réécrire l'équation (II. 9) en fonction de la pulsation plasma :

$$r(\omega) = - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i \cdot \gamma \cdot \omega} \quad (\text{II. 13})$$

$\epsilon_r(\omega)$ se met alors sous la forme :

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i \cdot \gamma \cdot \omega} = 1 + x \quad (\text{II. 14})$$

En séparant les parties réelle et imaginaire, et en posant $\tau = \frac{1}{\gamma}$:

$$\begin{cases} \varepsilon_r'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \\ \varepsilon_r''(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \end{cases} \quad (\text{II. 15})$$

Les deux équations (II. 15) sont les valeurs réelle et imaginaire du constant diélectrique relatif.

Si l'on néglige la constante de relaxation dans l'expression de la susceptibilité diélectrique, sa partie réelle fait apparaître la pulsation plasma comme une frontière dans la réponse fréquentielle des métaux. Ainsi, pour des pulsations $\omega < \omega_p$, aucune propagation d'une onde électromagnétique n'est possible dans le métal et celle-ci est totalement réfléchie. Au contraire dans le cas $\omega > \omega_p$, l'onde peut se propager dans le métal.

La réponse optique des métaux est fortement dépendante de la fréquence de l'onde électromagnétique incidente : réfléchissant et peu absorbant dans le visible/proche-infrarouge et transparent dans l'ultraviolet.

Il est alors beaucoup moins évident de relier la réponse optique (constantes n_m et k_m) des métaux aux électrons. Pour résoudre ce problème, le métal est assimilé à un gaz ou un plasma froid d'électrons [37] caractérisé par la pulsation plasma ω_p .

On peut également définir une longueur d'onde plasma:

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p}. \quad (\text{II. 16})$$

Le modèle de Drude permet d'établir une expression reliant la permittivité complexe ε_m du métal aux deux paramètres que sont ω_p et la durée moyenne des collisions τ_0

$$\varepsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega/\tau_0} \quad (\text{II. 17})$$

avec ω la fréquence de l'onde incidente et τ_0 le temps moyen entre deux collisions, appelé aussi temps de relaxation.

La permittivité ε_m possède une partie réelle ε_m' et une partie imaginaire ε_m'' , qui sont liées aux constantes optiques du métal n_m et k_m :

$$\begin{cases} \varepsilon_m' = 1 - \frac{\omega_p^2 \cdot \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_0^2} = n_m^2 - k_m^2 \\ \varepsilon_m'' = \frac{\omega_p^2 \cdot \tau_0}{\omega(1 + \omega^2 \tau_0^2)} = 2n_m k_m \end{cases} \quad (\text{II. 18})$$

Le coefficient k_m des métaux augmente avec la longueur d'onde, ce qui est en accord avec le comportement du métal (absorbant dans le proche-infrarouge). Le pic de l'indice de réfraction n_m à 800 nm de l'aluminium correspond à une transition interbande [38]. On peut également citer le modèle de Drude simplifié qui néglige les pertes dans le métal (pas de collision). Le temps moyen τ_0 entre deux collisions est considéré infini et la permittivité est alors purement réelle :

$$\varepsilon_m \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (\text{II. 19})$$

$$\varepsilon_m \approx 1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_p^2} \quad (\text{II. 20})$$

Le modèle de Drude simplifié est par ailleurs facilement abordable pour expliquer la réponse optique du métal : par exemple ε_m tend vers 1 (matériau transparent) pour un rayonnement ultraviolet extrême tel que $\lambda \ll \lambda_p$. En atteignant le visible/proche-infrarouge tel que $\lambda \gg \lambda_p$, la permittivité ε_m devient négative et traduit les phénomènes de réfraction dans ce domaine spectral.

Lorsque ce plasma d'électrons oscille à une interface Métal-Diélectrique (MI pour Métal-Isolant) et interagit avec une onde incidente sous certaines conditions, une onde électromagnétique peut se propager le long de l'interface : on parle alors de résonance de plasmon de surface[39].

II.6. Plasmon-polariton et plasmon de surface

Lorsqu'un matériau est soumis à un champ électromagnétique, un couplage entre ce champ et la polarisation locale induite dans le matériau peut se produire. Cette excitation couplée est appelée polariton [40].

Les polaritons de plasmon de surface (SPP) sont des excitations électromagnétiques se propageant à l'interface entre un diélectrique et un matériau conducteur (généralement métallique) possédant des signes de la partie réelle de leurs permittivités diélectriques,

confinés de manière évanescente direction perpendiculaire[46]. On utilise alors le terme de plasmon-polariton ou plus simplement plasmon [40].

Le modèle de Drude fait apparaître une pulsation particulière dans le réseau cristallin des métaux, la pulsation plasmon. À cette pulsation, un mode longitudinal peut se propager dans le métal, le plasmon de volume.

L'oscillation des électrons est aussi possible à l'interface entre un métal et un milieu diélectrique. Les ondes qui se propagent à l'interface sont alors des plasmons de surface

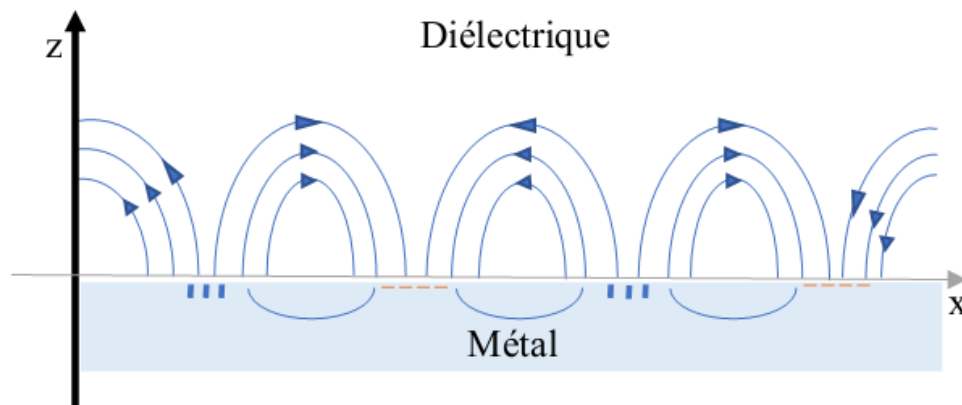


Figure II. 1: Représentation schématique de la propagation des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal.

L'énergie de ces plasmons (de volume) est typiquement de l'ordre de 10 eV pour les métaux. Signalons que les plasmons existent également dans les diélectriques. Ils constituent alors la quantification des oscillations du nuage d'électrons par rapport à l'ensemble des ions positifs et ils ont des énergies de l'ordre de 10 à 20 eV [41].

II.6.1.1. Les différents types de Plasmons de surface

- **II.6.1.1. Plasmons de surface délocalisés**

Une extension importante de la physique des plasmons est le concept de plasmon de surface [42]. La théorie de Maxwell montre que des ondes électromagnétiques peuvent se propager à l'interface entre un métal et un diélectrique. Ces ondes sont associées à des oscillations du plasma d'électrons libres à la surface du métal, on les appelle les plasmons de surface. Ce sont à la fois une excitation collective des électrons et une onde électromagnétique existant à la surface du métal. Le maximum d'intensité du champ associé à cette onde se trouve à l'interface métal-diélectrique. Le champ électromagnétique décroît exponentiellement dans

les deux milieux suivant les directions perpendiculaires à l'interface, ce qui est une caractéristique des ondes de surface.

Figure II.2 est une représentation schématique des oscillations de charges et présente la dépendance exponentielle du champ électrique associé. Ces modes de surface ont été étudiés historiquement tout d'abord par spectroscopie de perte d'énergie d'électrons puis par interaction avec la lumière.

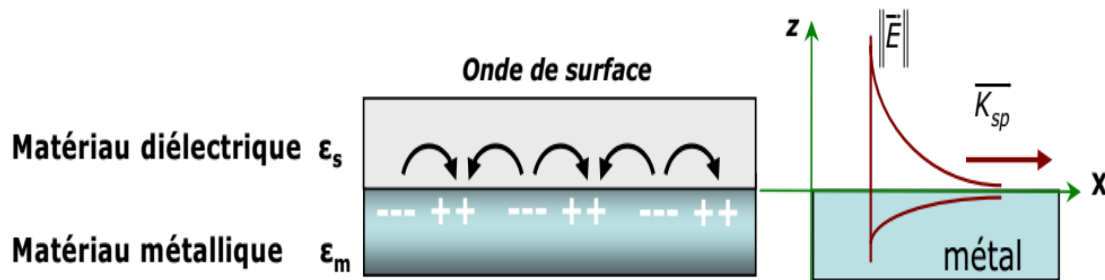


Figure II.2 Oscillation de charges (plasmon de surface) à l'interface métal/diélectrique. La décroissance exponentielle des champs électromagnétiques de part et d'autre de l'interface est représentée sur la figure de droite.

• II.6.1.2. Plasmon de surface localisé

Un des aspects les plus intéressants des nanoparticules métalliques est que leurs propriétés optiques dépendent fortement de leur taille. Éclairé en lumière blanche, l'or massif "brille" d'une teinte jaune (en réflexion) tandis qu'une lame de verre couverte d'un film mince d'or apparaît bleu (en transmission). En outre, la couleur d'une solution colloïdale d'or varie continûment du bleu à l'orange, en passant par différentes teintes pourpres et rouges, lorsque la taille des nanoparticules est réduite jusqu'à 3 nm [43].

Lorsque leur taille est petite devant la longueur d'onde, les propriétés optiques des nanoparticules métalliques sont dominées par l'oscillation collective des électrons de conduction (plasmon de surface localisé) induite par interaction avec un rayonnement électromagnétique.

Le champ électrique du rayonnement incident induit la formation d'un dipôle dans la nanoparticule. Une force de rappel s'oppose alors aux déplacements des électrons par rapport au centre de la particule (confinement spatial). Comme pour un oscillateur harmonique mécanique, l'oscillation des charges dans la nanoparticule est résonante pour une certaine fréquence d'excitation (résonance plasmon). Seuls les métaux possédant des

électrons libres (essentiellement l'or, l'argent, le cuivre, et les métaux alcalins) possèdent des résonances plasmons dans le spectre visible, et présentent pour cette raison de telles couleurs intenses. La fréquence de résonance plasmon est déterminée par la force de rappel des électrons de conduction, laquelle dépend d'un grand nombre de paramètres tels que la composition, la taille et la forme des particules [44].

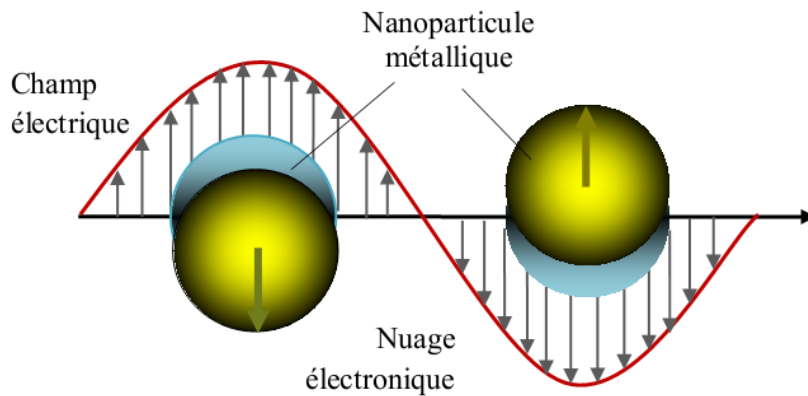


Figure II. 3: Schéma illustrant l'action d'un champ électromagnétique sur le plasmon d'une nanoparticule métallique, montrant le déplacement du nuage électronique par rapport au centre de la nanoparticule.

II.6.2. La résonance de plasmons de surface (SPR)

II.6.2.1. Principe de la résonance de plasmons de surface

Le plasmon de surface désigne l'oscillation d'un quantum de densité d'électrons, qui sont très délocalisés à l'interface : entre un milieu métallique et un milieu diélectrique.

Le signal électromagnétique crée des groupes d'électrons libres. Par la suite, ils entrent en résonance, et produisent une onde qui se propage sur l'interface entre les deux milieux de manière évanescente.

Ces ondes ont une profondeur qui peut varier entre quelques centaines de nanomètres jusqu'aux microns à l'intérieur de la couche diélectrique selon la longueur d'onde électromagnétique appliquée. Sa propagation dans l'interface peut aller jusqu'à une centaine des micromètres [45].

Quand un rayon de lumière incident traverse un milieu d'indice n_1 avec un angle θ_1 supérieur à l'angle critique θ_c , le rayon lumineux ne pénètre pas dans le milieu d'indice optique n_2 ($n_1 > n_2$) pour être totalement réfléchi dans le milieu d'indice n_1 ; c'est la réflexion totale

interne (TIR). De manière concomitante, une onde évanescente est créée et se propage à l'interface des deux milieux.

Pour un angle d'incidence θ_1 de TIR, et une longueur d'onde définie, le rayon incident apporte l'énergie qui va créer par la suite une onde évanescente capable de résonner avec l'onde électromagnétique du plasmon de surface. Par conséquent, l'absorption de cette énergie photonique engendrera une atténuation de l'intensité du rayon lumineux réfléchi. Cet angle est communément appelé « l'angle de résonance plasmonique ».

Figure II. 4 montre la configuration de Kretschmann pour faire le couplage de lumière avec les électrons libres du métal et créer le phénomène SPR. Le prisme est utile dans cette configuration parce que la lumière a besoin d'un milieu plus dense que l'air afin d'atteindre l'angle approprié pour créer de la résonance (θ_{SPR} dans le dessin). La couche mince dans le milieu du diélectrique et le substrat servent de miroir pour la majorité des angles de la lumière émise par le laser sauf l'angle dessiné en θ_{SPR} .

Pour cet angle d'incidence spécifique, l'onde électromagnétique trouve les conditions de résonance avec les électrons libres de la couche de métal de façon à ce que les ondes SP soient générés avec un champ évanescent montré dans le détail à droite de la figure. Ce champ se propage sur la frontière entre les deux milieux (métal et diélectrique) à une profondeur plus grande du côté du diélectrique que du côté du métal. À cet instant, le détecteur affiche la valeur la plus faible de l'intensité de la lumière réfléchi indiquant que le système se trouve sur l'angle de la résonance SPR[50].

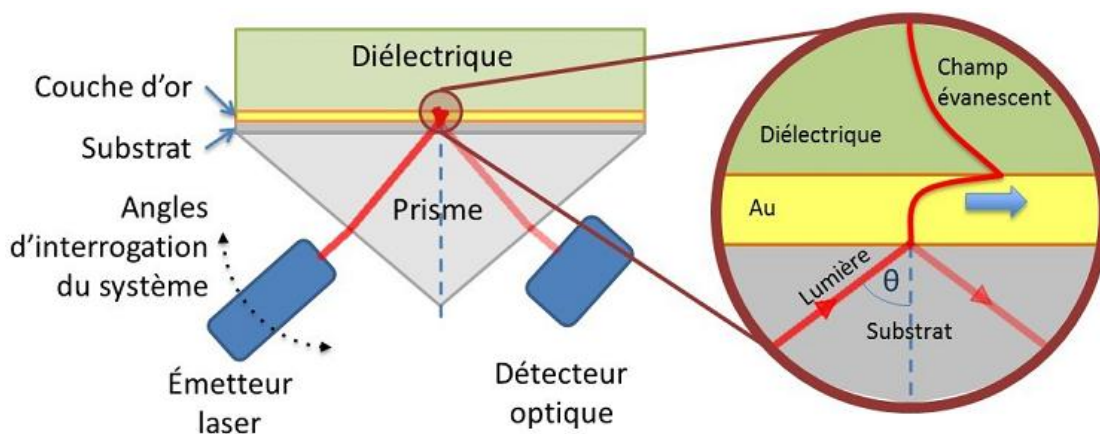


Figure II. 4: Schéma représentant le phénomène de SPR (configuration de Kretschmann)

Le phénomène de résonance est observé lorsque le vecteur d'onde k_x du faisceau incident, est égal au vecteur d'onde k_{SPR} caractéristique des plasmons de surface. Ce vecteur dépend directement des permittivités $\epsilon_{\text{métal}}$ et $\epsilon_{\text{diélectrique}}$ des deux milieux en présence selon l'équation suivante [46]:

$$k_{SPR} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \text{Re} \left(\sqrt{\frac{\epsilon_{\text{métal}} \cdot \epsilon_{\text{diélectrique}}}{\epsilon_{\text{métal}} + \epsilon_{\text{diélectrique}}}} \right) \quad (\text{II. 21})$$

II.6.2.2. L'imagerie SPR

A la différence des autres techniques de lecture, l'imagerie SPR offre la possibilité d'analyser un nombre de zones d'interaction relativement élevé (jusqu'à 36 zones suivant la technique d'électrospotting précédemment décrite). D'un point de vue pratique, l'appareil employé au laboratoire est constitué tel que représenté en **Figure II. 5**. Une LED illumine par-dessous le prisme en verre doré support de la biopuce sous un angle fixe pour lequel se produit la résonance de plasmons de surface (SPR). Le rayon réfléchi est alors capté par une caméra CCD elle-même reliée à un ordinateur. Grâce à un logiciel commercialisé par la société Genoptics®, Genovision, la lecture en temps réel des valeurs de réflectivité est rendue possible[46].

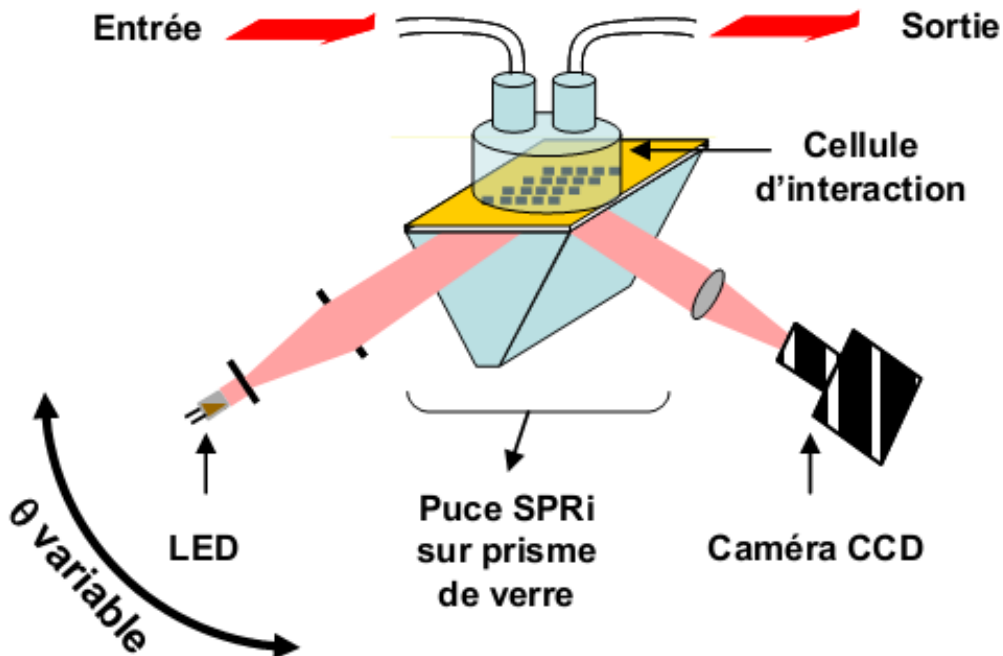


Figure II. 5: Représentation schématique de l'appareil d'imagerie SPR utilisé au laboratoire

II.7. Conclusion

La résonance plasmonique de surface (SPR) est un phénomène optique dans lequel la lumière interagit avec les électrons trouvés à l'interface entre un métal et un diélectrique tel qu'un gaz ou un liquide. Les travaux de recherche sur les applications de résonance plasmonique de surface se sont développés dans les applications fondamentales et l'intérêt instrumental.

Toutes les applications de la résonance plasmonique de surface SPR sont développées sous trois thèmes de recherche : microscopie et détection d'interface de surface, applications nanophotoniques, et détection biomoléculaire et mesures biochimiques.

Chapitre 03.

*Généralité sur les
capteurs et les
biocapteurs*

III.1. Introduction

Les capteurs chimiques, physiques et les biocapteurs développés depuis quelques dizaines d'années sont maintenant adoptés et largement utilisés dans tous les domaines de la vie courante (qualité de l'eau et de quelques produits de l'agroalimentaire, analyses biologiques, dépollution,...). La sensibilité, la sélectivité, la spécificité et la durabilité des capteurs ont toujours été des paramètres essentiels dans leur conception [47]. Récemment, il y a eu plusieurs travaux de recherches utilisant la phénomène de la résonance plasmonique de surface (SPR) pour la conception des biocapteurs.

Dans ce chapitre, nous présentons les notions de base des capteurs, précisément, les biocapteurs, les différents types du biocapteur, les caractéristiques et les différents guides d'ondes plasmoniques .

III.2. Les capteurs

III.2.1. Définition

Un capteur est un dispositif transformant d'une grandeur physique observée en une grandeur utilisable, telle qu'une tension électrique, une fréquence une hauteur de mercure, une intensité ou la déviation d'une aiguille. On peut dire qu'un capteur est un dispositif qui, sous l'effet d'une grandeur physique que l'on souhaite caractériser, délivre une grandeur physique exploitable, on parle ainsi d'un transducteur (figure III.1)[48].

Par exemple Un thermocouple est un capteur de température, dont la sortie est une tension électrique dépendant de la température . Cette conversion est représentée en général par une équation mathématique qui découle directement de la loi physique exploitée dans le capteur, au besoin corrigée et complétée par des termes de type expérimental [49].

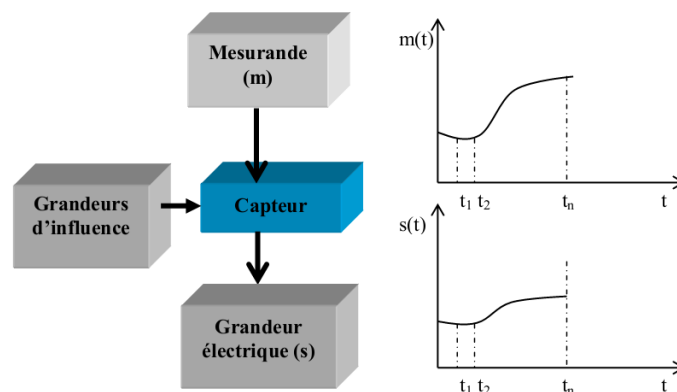


Figure III.01 : Définition d'un capteur.

Le capteur est le premier élément de la chaîne de mesure. Il transforme les grandeurs physiques ou chimiques non électriques en un signal électrique.

La grandeur à mesurer est appelée mesurande « m ». Le rôle du capteur est donc de convertir « m » en une grandeur électrique qu'on appellera la mesure « s » et qui peut être une impédance (on parle dans ce cas de capteurs passifs) ou une charge, un courant ou une différence de potentiel (ddp) (on parle ici de capteurs actifs).

III.2.2. Classification des capteurs :

On peut classer les capteurs en deux grandes familles en fonction de la caractéristique électrique de la grandeur de sortie. Cette classification influe sur le conditionneur qui lui est associé. [50]

III.2.2.1. Capteurs passifs :

Ils sont basés sur un effet physique qui permet de transformer l'énergie du mesurande (énergie mécanique, thermique ou de rayonnement), en énergie électrique. La réponse en sortie d'un capteur actif peut être un courant, une tension ou une charge. Parmi ces effets, les plus importants sont : L'effet thermoélectrique L'effet piezo-électrique L'effet photo-électrique L'effet pyro-électrique L'effet d'induction électromagnétique L'effet Hall L'effet photovoltaïque [51]. Le **Tableau III. 1** ci-dessous résume, en fonction du mesurande, les effets utilisés pour réaliser la mesure.

Mesurande	Effet utilise (grandeur de sortie)	Matériaux
Température	Résistivité	Platine, nickel, cuivre, semi-conducteurs
Très basse Température	Constante diélectrique	verre
Flux optique	Résistivité	semi-conducteurs
Déformation	Résistivité perméabilité	Alliages nickel Alliages ferromagnétiques
Position	Résistivité	Magnétorésistance Bismuth, antimoine de l'indium
Humidité	Résistivité	Chlorure de lithium

Tableau III. 1: Effets utilisés pour les capteurs passifs.

III.2.2.2. Capteurs actifs

Les capteurs passifs sont des impédances intégrées dans un circuit électrique (conditionneur), dont l'un des paramètres déterminants est sensible au mesurande. [51] Les principes physiques mis en jeu sont présentés sur le *Tableau III. 2*.

Mesurande	Effet utilise	Matériaux
Température	Thermoélectricité (thermocouple)	Tension
Flux optique	Photoémission Pyroélectricité	Courant Charge
Force, pression, accélération	Piézoélectricité	Charge
Position	Effet Hall	Tension
vitesse	Induction	Tension

Tableau III. 2: Effets utilisés pour les capteurs actifs

III.2.3. Paramètres caractérisant les performances d'un capteur

Il existe un certain nombre de caractères communs à tous les capteurs dont les plus courants sont:

a) La sensibilité :

La sensibilité d'un capteur représente le rapport de la variation du signal de sortie à la variation du signal d'entrée, pour une mesure donnée. C'est donc la pente de la courbe de réponse de ce capteur:

$$S = \frac{\Delta_{sortie}}{\Delta_{entree}}$$

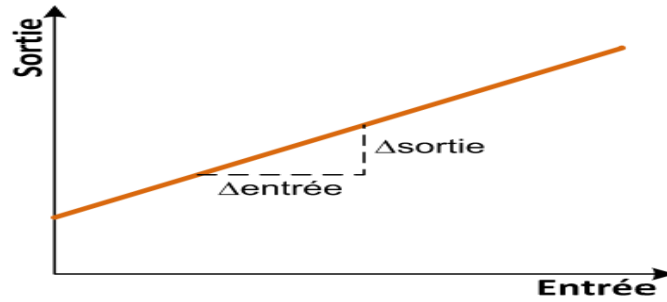


Figure III.02: Caractéristique linéaire

Si le capteur est linéaire, une seule valeur de sensibilité est nécessaire, car la pente de la courbe de la caractéristique entrée/sortie du capteur est constante (Figure II.02). La caractéristique est alors une droite.

Les qualités d'un capteur constituent les liens effectifs entre le capteur et la grandeur qu'il mesure, elles sont appréciées en déterminant la résolution, la sensibilité et la sélectivité du détecteur [52].

b) Etalonnage :

Elle définit la relation entre grandeur d'entrée et grandeur de sortie du capteur. C'est une courbe en régime permanent qui ne donne pas d'informations sur les caractéristiques transitoires du capteur. Il peut s'agir d'une courbe qui lie la concentration injectée dans un capteur à la grandeur physique en sortie, comme une intensité optique dans le cas d'un capteur optique par exemple (Figure III.03). [53]

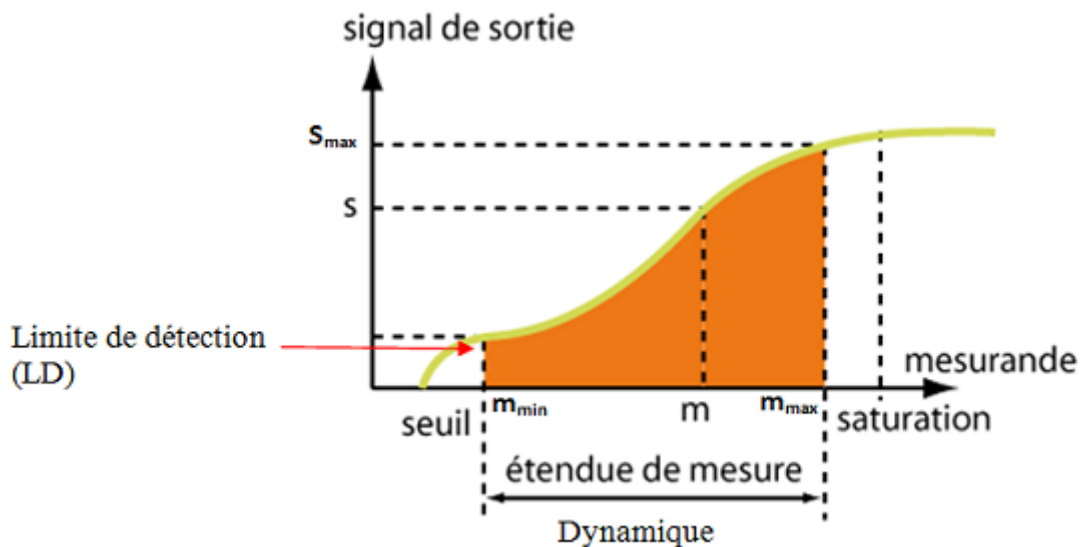


Figure III.03: Courbe d'étalonnage d'un capteur

c) la linéarité :

La linéarité est une caractéristique qui définit la constance de la sensibilité sur toute la plage de mesure. C'est la zone dans laquelle la sensibilité du capteur est indépendante de la valeur du mesurande. Cette zone peut être définie à partir de la définition d'une droite obtenue comme approchant au mieux la caractéristique réelle du capteur, par exemple par la méthode des moindres carrés. On définit à partir de cette droite l'écart de linéarité qui exprime en % l'écart maximal entre la courbe réelle et la droite approchant la courbe. [54]

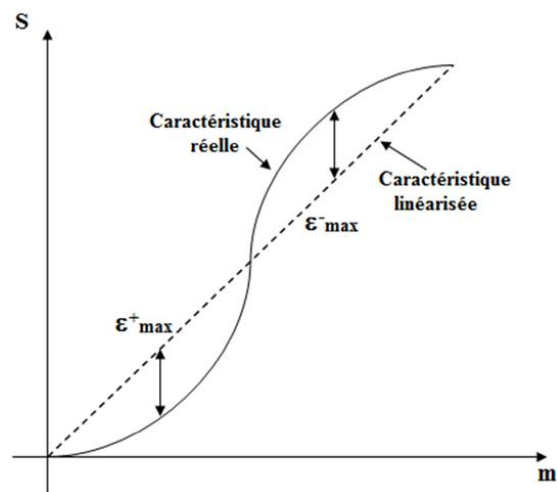


Figure III.04: Exemple de linéarisation de caractéristiques

d) Résolution (Précision) :

C'est le plus petit incrément de la valeur mesurée qui puisse être significativement mesuré par le capteur. [55]

e) Temps de réponse ou rapidité :

C'est l'aptitude d'un capteur à répondre aux variations du mesurande avec le temps. Si on prend, par exemple, un thermomètre affichant 20°C et on le place dans un four à 100°C, il prendra un certain temps τ pour afficher 100°C : τ est appelé temps de réponse. [56]

f) Sélectivité :

Correspond à sa capacité à détecter une substance parmi d'autres. Elle dépend de la partie sensible du capteur [57]. Donc un capteur est dit sélectif, si la variation du signal de sortie est due uniquement à la seule grandeur (physique, chimique, biologique...) qu'on veut mesurer.

g) Fidélité :

Elle définit la qualité d'un capteur à délivrer une mesure répétitive sans erreurs. L'erreur de fidélité correspond à l'écart type obtenu sur une série de mesures correspondant à une valeur constante du mesurande.

Parmi les écarts de fidélité on distingue : la répétabilité.

h) Répétabilité :

La répétabilité correspond à la variation aléatoire des résultats d'une série de mesures successives d'une même grandeur physique m , effectuée dans les mêmes conditions de mesure pendant un court intervalle de temps. Ces conditions sont appelées conditions de répétabilité et elles concernent le même mode opératoire de mesure, même observateur, même équipement de mesure, même lieu de mesure [58].

III.3. Les biocapteurs**III.3.1. Historique**

- 1950 Le premier biocapteur a été l'œuvre de Leland Clark dans le but de mesurer la concentration en oxygène dissous dans le sang [59]
- 1962, ce même biocapteur est adapté afin de quantifier le taux (ou concentration) de glucose dans le sang [60].
- 1967, Updike et Hicks élaborent les premières électrodes enzymatiques [61].
- 1969 la découverte du premier biocapteur potentiométrique permettant de détecter l'urée par Guilbault et Montalvo [62].
- 1970 Découverte de l'ISFET par Bergveld [63]
- 1975, a connu la découverte du premier immunocapteur de dié au dosage de l'éthanol et l'acide lactique par Suzuki et al [64].
- 1975 Capteur à base de fibres optique pour la détection de dioxyde de carbone et d'oxygène par Lubbers and Opitz [65].
- 1982 Biocapteur à fibre optique pour la détection du glucose par Schultz [66]
- 1983 Immunocapteur à résonance plasmon de surface (SPR) par Liedberg et al. [67]
- 1984 Premier biocapteur ampérométrique à médiation: ferrocène utilisé avec glucose -oxydase pour la détection du glucose .
- 1990 Biocapteur basé sur la RSP par Pharmacia Biacore [65].
- 1992 Biocapteur sanguin portable par i-STAT [65]

III.3.2. Définition

Le terme « biocapteurs » représente la fusion de deux des plus importantes technologies de ce siècle : l'électronique et les biotechnologies. Leur association permet des dosages rapides, sensibles et spécifiques [68].

Le biocapteur est un composant électronique/bioélectronique qui convertit un signal biologique détecté en entrée en un signal électronique mesurable en sortie [69].

Le signal en entrée du biocapteur peut être de nature très diverse : biologique, chimique, biochimique, biophysique [70]. Le signal en sortie du biocapteur peut être également de nature diverse : électrique, mécanique, optique, thermique [71].

Le concept biocapteur regroupe tout dispositif de mesure défini par un couple de ligands biologiques sélectifs liés à un transducteur qui transforme un phénomène biochimique en un signal mesurable [72].

Les caractéristiques les plus utilisées qui servent à évaluer un capteur et ses qualités analytiques sont: la Sélectivité ,la Sensibilité ,la Reproductibilité ,la Exactitude , la Limite de détection

III.3.3. principe de fonctionnement d'un biocapteur

se compose d'un élément biologique, que l'on appelle « ligand » ou biorécepteur, lui-même lié à un transducteur (pouvant être optique ou plus généralement électromagnétique, électrochimique, piézoélectrique, calorimétrique ou acoustique) permettant de transformer un signal biochimique en un signal physique quantifiable (figure 16). Selon l'Union Internationale de Chimie Pure et Appliquée (IUPAC) [73], un biocapteur est un appareil qui utilise des réactions biochimiques spécifiques médiées par des enzymes isolées, des immuno-systèmes, des tissus, organites ou des cellules entières pour détecter des composés chimiques en général par des signaux électriques, thermiques ou optiques.

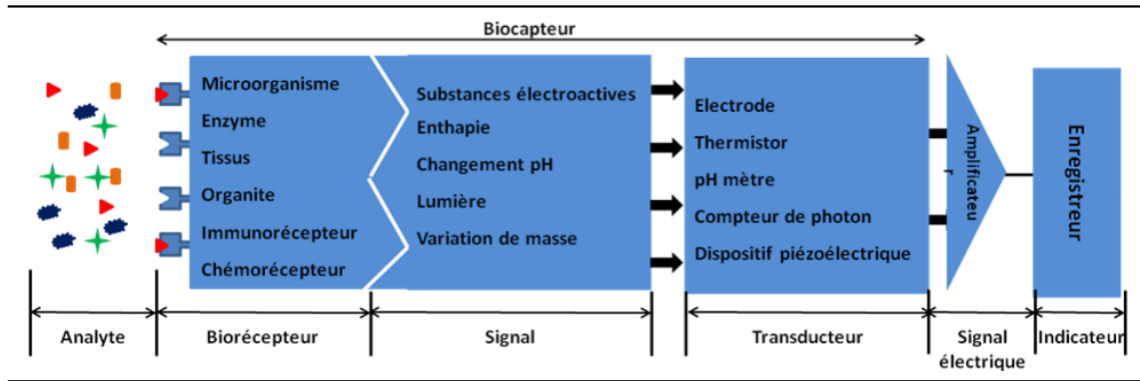


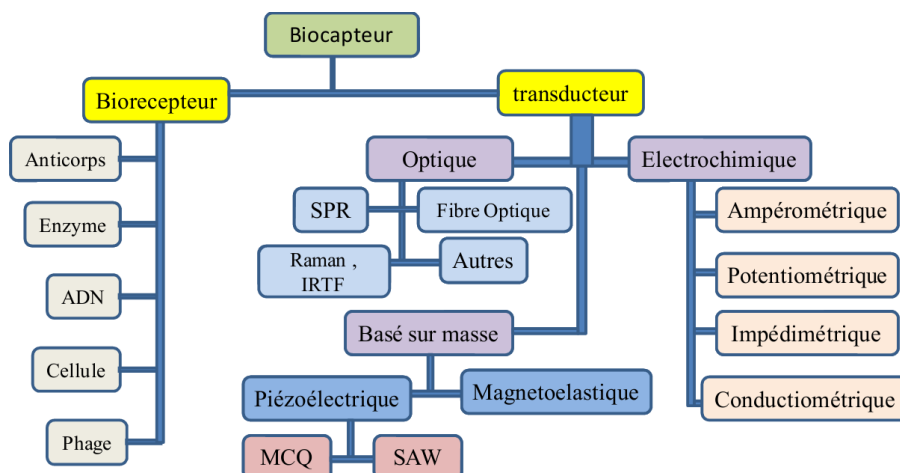
Figure III.05: Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un biocapteur .

III.3.4. Les différents types de biocapteurs

Il est possible de classer les biocapteurs selon trois principaux groupes :

- les systèmes très spécifiques d'un composé à détecter et à doser.
- les systèmes permettant de doser et de détecter un groupe de molécule (par exemple une famille chimique).
- les systèmes permettant de suivre une toxicité globale car, dans ce cas, le biorécepteur joue le rôle d'un bio-indicateur de toxicité (par exemple les électrodes à cholinestérase) [74].

La nature du transducteur sert généralement de base pour la classification des différents biocapteurs. Il existe un grand nombre de biorécepteurs et de transducteurs dans la littérature. Le choix est fait en fonction de l'application finale du biocapteur et des contraintes du problème. La figure 2 suivante représente les différents types de biorécepteurs et de transducteurs. [75].



FigureIII.06: Familles de biorécepteurs et de transducteurs.

III.4. Biocapteurs optiques:

Les transducteurs optiques utilisent des technologies diverses basées sur des phénomènes optiques et sont le résultat d'interactions entre l'analyte avec le récepteur.

Les capteurs optiques à base de fibres optiques, à plasmons de surface, à guides d'ondes plans ou à cristaux photoniques sont souhaitables pour leur analyse fortement sensible et non destructive. Les biocapteurs optiques sont souvent fondés sur l'adsorption de l'analyte et la détection des changements d'indice de réfraction qui accompagnent l'adsorption [76].

Généralement, le signal mesuré est la lumière et les variations de son intensité, de sa longueur d'onde, de sa phase ou de sa polarisation.

III.4. Guides d'ondes plasmoniques

Les guides d'ondes optiques peuvent être définis comme des structures physiques qui confinent et guident la lumière. Il existe une méthode géométrique très "simple", basée sur la théorie de la lumière [77], et une méthode plus rigoureuse, basée sur la résolution des équations de Maxwell [78], qui permet d'étudier la propagation de la lumière dans les guides d'ondes optiques.

Les guides d'ondes à plasma permettent de confiner la lumière en dessous de la limite de diffraction. Pour maximiser ce confinement et la propagation des plasmons de surface le long de ces dispositifs, plusieurs structures ont été proposées. [79]

III.4.1. film métallique :

Les longueurs de propagation des plasmons de surface aux interfaces planaires sont trop courtes pour envisager leur intégration dans des circuits optoélectroniques.

En effet, un fort confinement du champ électromagnétique produit une forte absorption dans les métaux. Afin de réduire les pertes dans le guide d'onde plasmonique, il est nécessaire de modifier la répartition du champ plutôt que la répartition dans le diélectrique.

La solution la plus simple pour modifier la propagation des plasmons de surface est d'utiliser un film métallique pris en sandwich entre deux milieux diélectriques (Figure III.07). Des études de ces guides d'ondes ont révélé des modes se propageant le long de films métalliques avec de très faibles pertes [80].

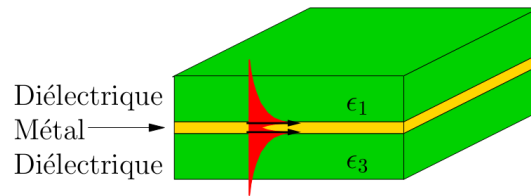


Figure III.07: Film métallique : les plasmons de surface, représentés schématiquement en rouge, se propagent le long du métal entre les deux milieux diélectriques.

III.4.2 Guides rubans

Les films métalliques sont d'un intérêt assez limité en pratique car le confinement du champ ne se produit 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 d'onde plasmonique constitué de rubans métalliques de largeur et d'épaisseur finies tel que représenté schématiquement sur la Figure III.08. Le confinement 2D des plasmons de surface est assuré dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

Les guides de bande métallique ont été largement étudiés car ils sont facilement fabriqués par des procédés photolithographiques. Leur forme est similaire aux rails de guidage de section rectangulaire [81].

Lorsque la gaine et le substrat du guide d'ondes à bande métallique sont constitués de matériaux diélectriques avec le même indice de réfraction, la longueur de propagation du plasmon de surface augmente considérablement : on parle alors de plasmon-polariton de surface longue-portée (LRSPP pour "Long-Range Surface Plasmon Polariton").

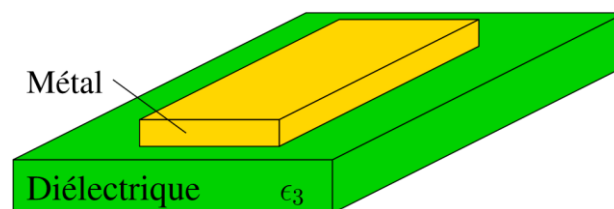


Figure III.08: Ruban métallique déposé sur un substrat diélectrique. Il constitue un guide pour les modes de plasmons de surface couplés se propageant sur les interfaces du ruban.

III.4.3. Ruban diélectrique sur un film

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 III.09). La largeur et l'épaisseur du ruban diélectrique permettent en particulier de modifier la vitesse de groupe du mode [82].

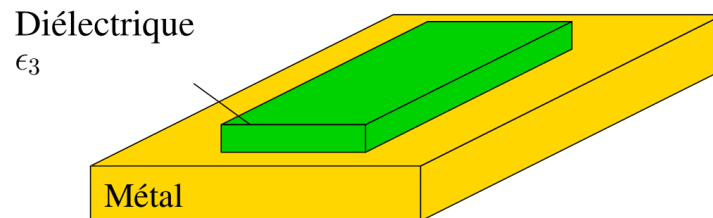


Figure III.09: Ruban diélectrique d'indice n_3 dans un milieu d'indice ($n_1 < n_3$) déposé sur une surface métallique. Les plasmons de surface restent confinés sous le guide d'onde diélectrique.

III.4.4. Guide métal/diélectrique/métal

Une autre solution qui confine fortement le mode est de placer un diélectrique entre deux couches métalliques épaisses (Figure III.10). mode simple La structure métal-diélectrique-métal est un mode couplé composé de deux plasmons de surface à chaque interface. Si les deux films métalliques sont suffisamment éloignés l'un de l'autre, l'indice de réfraction effectif du guide d'onde $n_{\text{eff}} = k_x/k_0$ est très proche de celui du plasmon de surface d'une seule interface métal/diélectrique. Au fur et à mesure que les films métalliques se rapprochent les uns des autres, l'indice effectif et le confinement des modes augmentent. Cependant, un confinement accru se fait au prix d'une propagation de mode. En effet, le champ électrique pénètre de plus en plus dans le métal, donc les pertes par absorption augmentent [83].

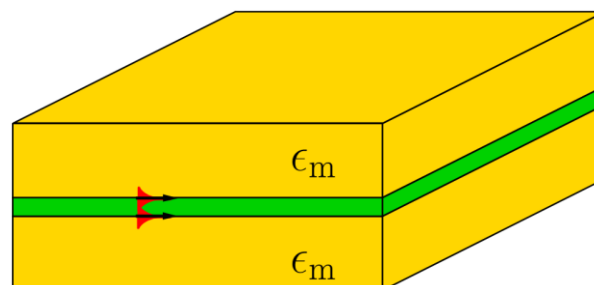


Figure III.10: Couche diélectrique entre deux couches métalliques. Les plasmons de surface se propagent aux interfaces du diélectrique et des métaux avec un excellent confinement et une augmentation de l'indice effectif.

Récemment, Miyazaki et al. ont fabriqué des guides Au/SiO₂/Au ayant une épaisseur de diélectrique de seulement 3.3 nm . Un indice effectif de 13 pour une longueur d'onde de 650 nm a été démontré pour ces guides. Ces résultats démontrent le confinement extrême de la lumière qu'il est possible d'atteindre dans ces structures, et la possibilité de concevoir des résonateurs optiques de très petites dimensions.

Par ailleurs, la structure guide d'onde métal/diélectrique/métal permet également d'obtenir des indices de réfraction négatifs pour les plasmons de surface [84].

III.4.5. Canal en forme de sillon métallique

Récemment, Bozhevolnyi et al. ont réalisé un guide d'onde en forme de sillon dans une couche épaisse de métal (ou channel metal grooves). Ce type de structure avait déjà été proposé théoriquement dans la littérature [85]. Une photographie et une vue simplifiée du guide sont représentées dans les *Figures III.11-III.12*. Comme c'est le cas avec les guides d'onde métal/diélectrique/métal, le rétrécissement du guide d'onde entraîne une augmentation de l'indice de réfraction effectif. Un tel guide d'onde peut être vu comme un guide d'onde à gradient d'indice de réfraction, ce qui permet de confiner le mode fondamental au fond du sillon.

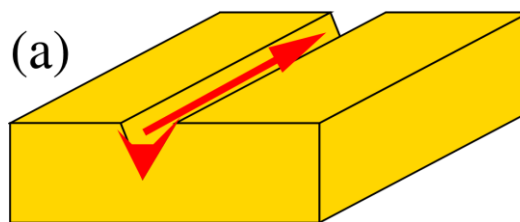


Figure III.11: Un guide plasmonique en forme de sillon métallique permet de guider l'énergie du mode avec un très fort confinement de la lumière.

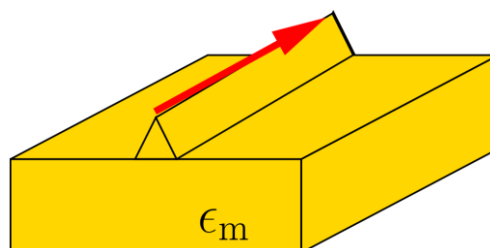


Figure III.12: Structure inversée du sillon métalliques (“Wedge channel plasmon polariton”).

Le plasmons de surface se propage le long de l'arête métallique.

III.4.6. Chaînes de nanoparticules métalliques

L'interaction forte entre les nanostructures métalliques individuelles et la lumière permet de transférer de l'énergie de proche en proche et de réaliser des guides d'ondes. En effet, la lumière permet d'exciter des plasmons de volume dans les nanostructures métalliques qui se comportent alors comme des dipôles. En plaçant de manière ordonnée les nanoparticules métalliques à quelques dizaines de nanomètres les unes des autres (*Figure III.13*), les particules métalliques ont alors un comportement collectif, et la lumière peut se propager le long du guide [86]. Il s'agit d'un des rares guides plasmoniques rapportés dans la littérature ayant une structuration périodique. Néanmoins, le faible couplage entre les particules ainsi que les pertes radiatives trop importantes limitent fortement ce système pour guider efficacement la lumière.

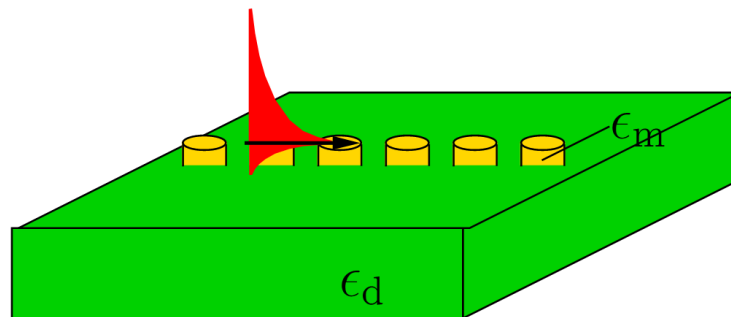


Figure III.13: Chaîne de nanoparticules métalliques déposées sur un substrat diélectrique.

III.5. Conclusion

Ce chapitre a pour objectif de dresser un état de l'art sur les systèmes des capteurs et biocapteurs. Nous passons en revue leurs principes de fonctionnement, leurs différents composants y compris les différents biorécepteurs et transducteurs utilisés et les paramètres caractérisant les performances de ces capteurs. Ensuite nous présentons les guides d'ondes plasmoniques et ces différents modes.

Chapitre 04.

*Résultats et
discussions*

IV .1. Introduction

L'objectif de ce travail est l'étude, la conception et l'optimisation des structure plasmonique en vue de concevoir un biocapteur, en utilisant le logiciel de simulation FULLWAVE développé par Rsoft, basés sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD).

IV .2.1. Méthode des différences finies temporelles (FDTD)

La méthode des différences finies est une méthode numérique qui permet la résolution des équations de Maxwell dans le domaine temporel. Elle est basée sur la discrétisation des équations de Maxwell.

La méthode FDTD peut simuler le comportement d'une onde électromagnétique dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), tout en tenant compte des formes géométriques les plus complexes des objets pouvant constituer le système.

IV .2.2. Principe de base de la méthode FDTD

Dans un milieu homogène, isotrope, non dispersif, sans sources et transparent (permittivité et perméabilité magnétique relatives purement réelles). Dans un repère cartésien correspondant aux directions principales (Ox, Oy, Oz) du milieu, les équations différentielles sont définies dans le domaine temporel par : [87]

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right]$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right]$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right]$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial E_y}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right]$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right]$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right]$$

IV.3. Présentation du logiciel R-soft CAD

IV.3.1. Définition

RSoft CAD est le programme principal de RSoft Photonics et sert de programme de contrôle pour les modules de simulation de composants passifs RSoft BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD et DiffractMOD. Il est utilisé pour définir les entrées les plus importantes requises par ces modules de simulation : les propriétés des matériaux et la géométrie structurelle du 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 [88]

IV.3.2. fullwave

FullWAVE est un outil de simulation hautement sophistiqué pour étudier la propagation de la lumière dans une grande variété de structures photoniques, y compris les dispositifs de guide d'ondes intégrés et à fibre optique ainsi que les circuits et les dispositifs nanophotoniques tels que les cristaux photoniques.

Le logiciel utilise la méthode Finite Difference Time Domain (FDTD) pour la simulation vectorielle complète des structures photoniques.

Le logiciel peut simuler des structures (finies, infinies ou périodiques) formées de différents matériaux (qui peuvent être des métaux ou des diélectriques).

L'utilisation de Fullwave nécessite l'utilisation de constantes diélectriques pour définir les matériaux qui composent la structure. Il faut aussi définir l'environnement de la structure et donc définir les conditions aux limites. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une condition d'absorption proche du domaine discret (calcul), qui évite les réflexions parasites au bord de la fenêtre de calcul FDTD afin de simuler un milieu ouvert. [89]

IV .3.3. Les étapes de simulation

La fenêtre du programme Rsoft CAD a une barre de menu en haut de la fenêtre, une barre d'outils avec plusieurs icônes et une ligne d'état

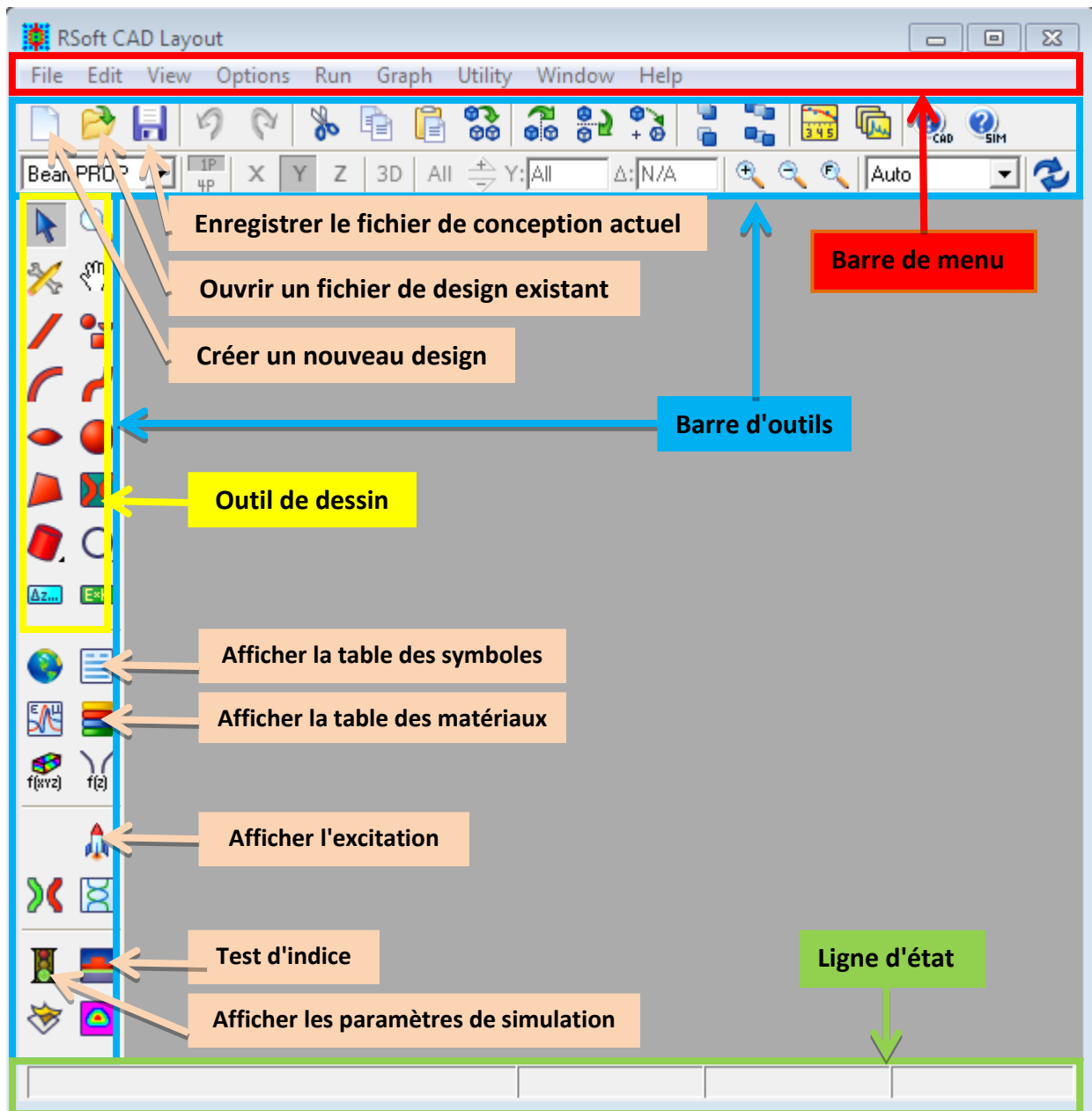



Figure IV. 1: Fenêtre principale du programme R-Soft CAD.

Cliquez sur l'icône  New circuit dans la barre d'outils supérieure pour créer un nouveau circuit.

On peut aussi choisir File/New dans le menu. La boîte de dialogue de démarrage telle qu'illustrée dans la Figure IV. 2 s'affiche. Cette boîte de dialogue demande des informations de base sur le circuit à modéliser et le bloc de simulation à utiliser.

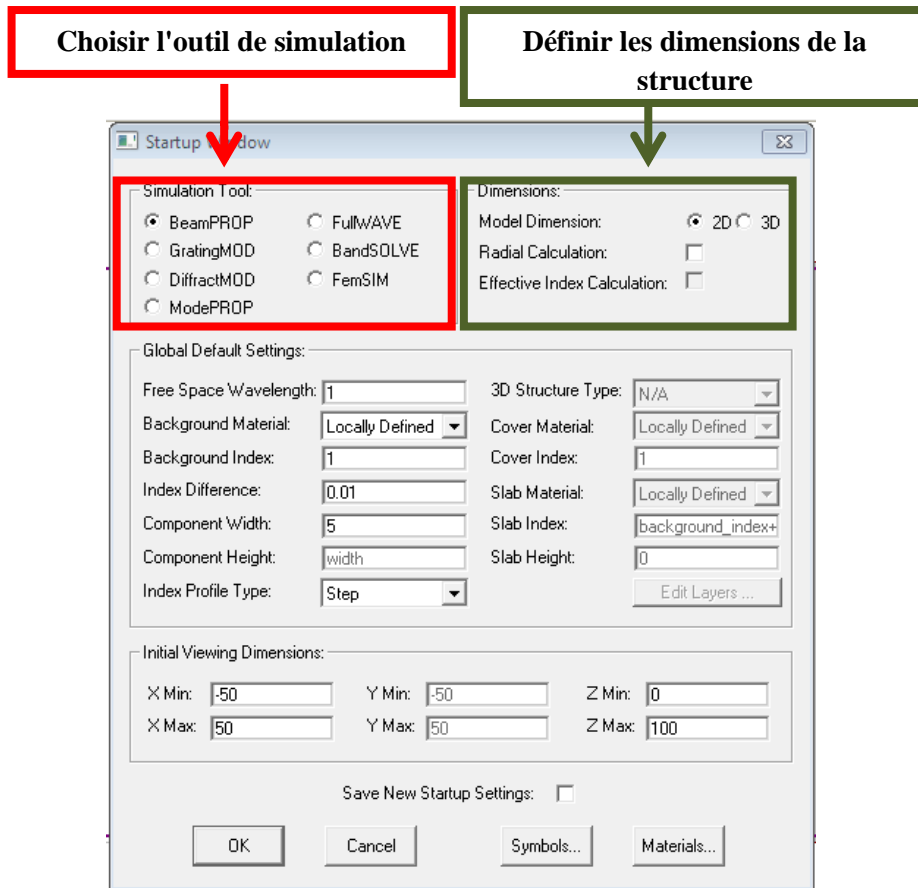


Figure IV.2 : La fenêtre de démarrage (startup Window)

Entrez les informations affichées sur la *Figure IV.2* et cliquez sur OK pour continuer. Nous avons défini la différence d'indice de réfraction, qui est la différence d'indice de réfraction par défaut entre le segment de guide d'ondes et l'indice de réfraction de fond. Notez qu'il est également possible de choisir un outil de simulation, mais comme ce tutoriel se concentre uniquement sur la CAD, l'outil choisi ici n'est pas pertinent. À ce stade, une fenêtre de mise en page est créée dans la fenêtre principale du programme de CAD, comme illustré à la *Figure IV.3*.

La grande grille de coordonnées est représentée par des points et les axes X et Z sont représentés par des lignes gris clair. Notez que X signifie paysage, dessin horizontal, et Z signifie portrait ou orientation étendue, dessin vertical. [90]

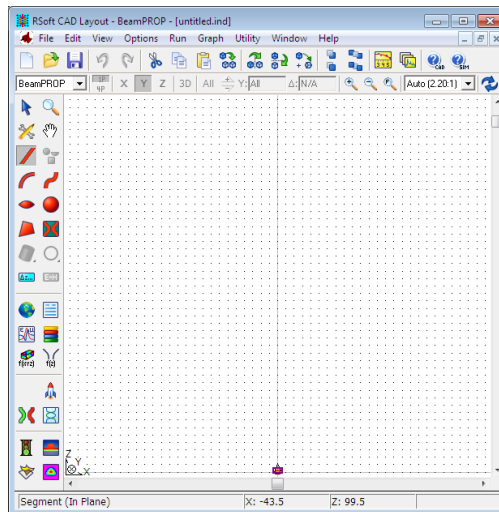



Figure IV. 3 : Nouvelle fenêtre pour réaliser un nouveau composant ou nouveau circuit.

IV .3.3.1. Détermination des variables

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

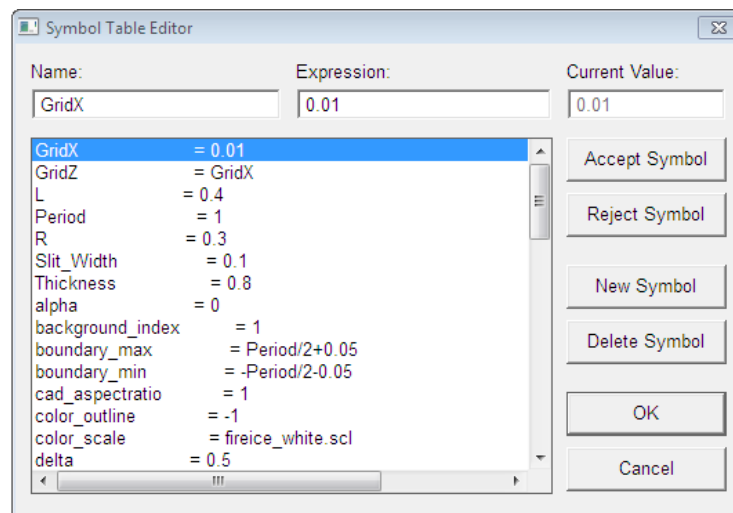



Figure IV. 4: l'éditeur du Tableau de symboles.

IV .3.3.2. Réglage Lancer« Edit Launch Field »



Cliquez sur l'icône  dans la fenêtre Rsoft CAD (Edit Launch Field). L'éditeur de démarrage s'ouvre *Figure IV. 5*. Cette fenêtre crée les paramètres de lancer (type de lancer, angle, largeur, position suivant x et y, . . .).

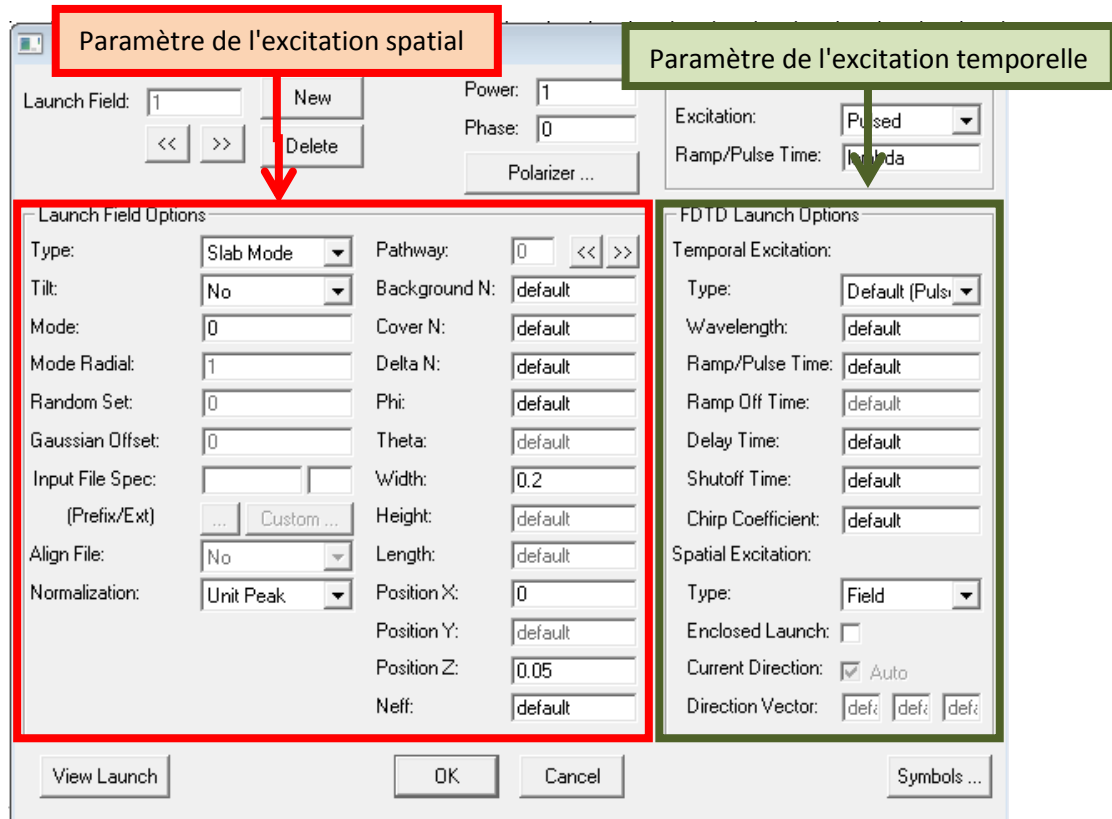


Figure IV. 5: Boite de lancer «Editlanuchfield».

IV .3.3.3. Les Moniteurs

On a les types de sortie qu'un moniteur FullWAVE peut produire marqué sur *Figure IV. 6*, puis les étapes pour créer un moniteur

IV .3.3.4. Vérifier de structure

Nous avons simulé le profil de l'indice de réfraction dans le plan XZ. pour vérifier notre structure, S'ouvre (*Figure IV. 6*).

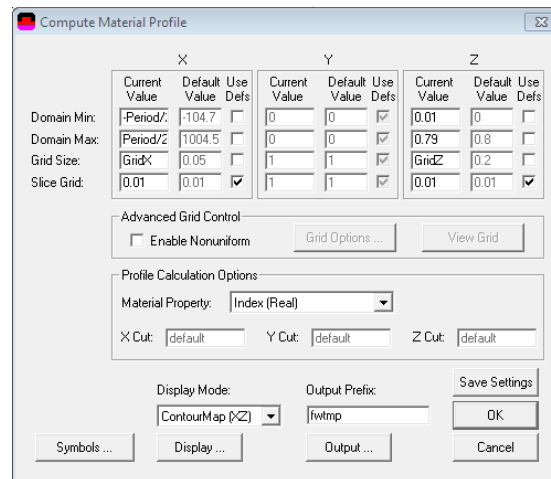



Figure IV. 6: fenêtre de compute material Profil

IV .3.3.5. Réalisation d'une simulation

La simulation doit être réalisée avec une structure bien définie, à l'aide d'un outil de simulation pleine onde pour calculer la transmittance à la sortie de la plaque guide, avant la simulation, le champ doit être défini,

Cliquez sur le bouton  "Exécuter la simulation". L'utilisateur peut spécifier les paramètres de simulation avant l'exécution (Figure IV. 7). Nous choisirons Pulsé et le nombre d'itérations (temps d'arrêt) et le nom du fichier [91].

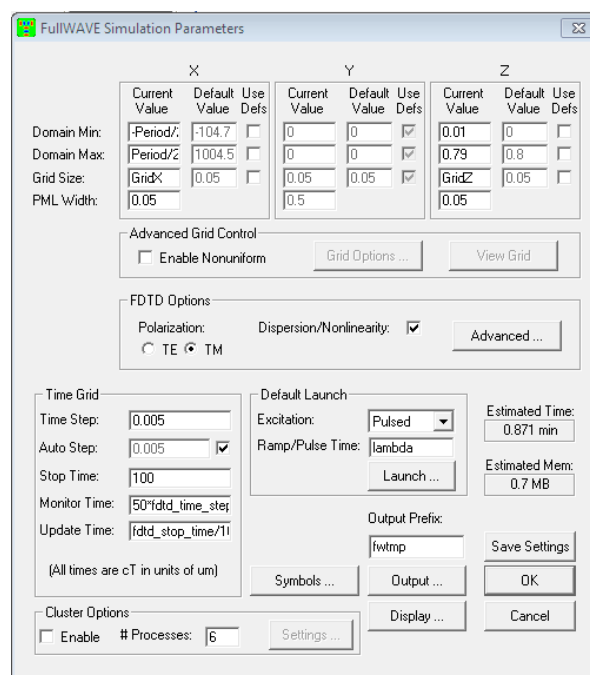



Figure IV. 7: La fenêtre de paramètres de simulation

IV .3.3.6. Lancement de la simulation

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

IV .3.3.7. Lecture des résultats

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 désire à partir du dialogue qui est présenté.

IV .4. Guide d'onde

Le progrès des structures et des dispositifs à base de polaritons de plasmon de surface (SPP) ainsi que les recherches menées dans ce domaine ont montré des applications étendues dans les capteurs chimiques et les biocapteurs.

Nous nous sommes focalisés dans ce travail sur les biocapteurs plasmoniques utilisant un guide d'onde métal-isolant-métal (MIM) de largeur W (*Figure IV. 8*). Ce type de dispositif a été considéré comme l'une des structures les plus populaires pour le guide d'ondes SPP car il présente une longue distance de propagation et un fort confinement du champ.

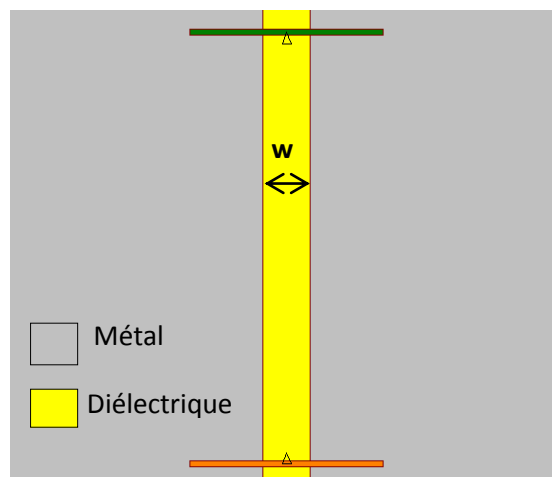


Figure IV. 8: guide d'onde plasmonique

IV .4.1. Etude de métal

Dans le domaine de la plasmonique, les principaux métaux utilisés sont l'or et l'argent. Ce choix est en général motivé par deux raisons.

D'une part, l'or et l'argent, parmi d'autres métaux comme l'aluminium ou le cuivre, peuvent supporter des plasmons de surface dans le domaine du visible, là où la partie réelle de leur permittivité diélectrique est négative. D'autre part, dans ce domaine du visible, l'or et l'argent possèdent les pertes les plus faibles, donc les longueurs de propagation les plus grandes.

Ensuite, le choix entre l'or et l'argent dépend des conditions d'utilisation du système plasmonique. Choisir entre l'or et l'argent se résume souvent à savoir si l'on souhaite un dispositif performant mais avec une faible espérance de vie, ou un dispositif moins performant mais plus durable.

Signalons tout de même que, si l'on souhaite exciter des plasmons dans l'UV, ni l'or ni l'argent ne le permettent. Dans ce cas, il faut utiliser un autre métal comme l'aluminium.

Donc afin d'étudier la transmission du guide d'onde MIM, on va comparer entre la propagation dans les trois métaux de l'argent et l'or et l'aluminium.

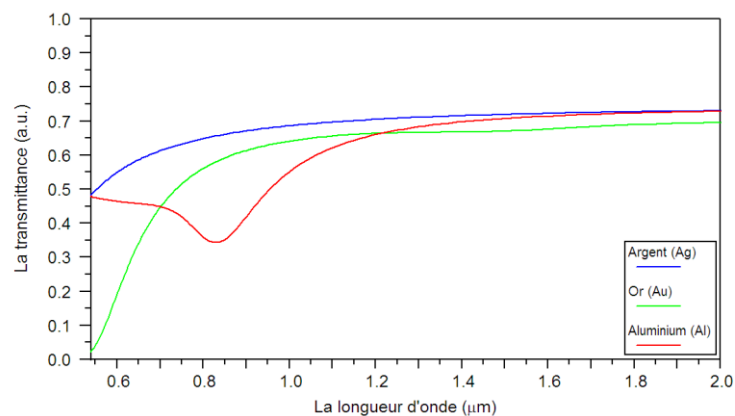


Figure IV. 9: Spectre de transmission d'un guide d'onde pour les différents métaux.

En effet, comme il est visible sur la *Figure IV. 9*, les spectres de transmission pour les trois métaux, montrent que la meilleure transmission correspondante à l'utilisation du métal Ag (argent). Autrement dit, en termes de performances, l'argent est un meilleur choix que l'or et l'aluminium.

Alors on va utiliser le métal Ag pour la structure du guide MIM dans ce travail.

IV .4.2. Epaisseur de la guide

Ensuite on va étudié l'effet de la variation de l'épaisseur du guide d'onde entre 40 nm, 50 nm, et 60 nm, 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 $n = 1$.

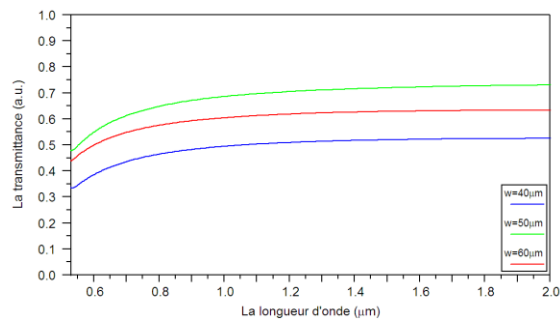


Figure IV. 10: Spectre de transmission pour de différent largeur de guide d'onde.

D'après les courbes du spectre à différentes largeurs de guide on conclut que l'épaisseur idéal pour la transmission a guide plasmonique est $w=50\text{nm}$.

IV .5. Présentation de la structure étudiée

Dans notre travail, on va proposer un nouveau biocapteur à base une structure de guide d'onde plasmonique MIM. La structure consiste à un guide d'onde MIM couple perpendiculairement à une cavité.

nous allons proposer une nouvelle structure MIM de type capteur de forme carré couplée avec des cavités pour améliorer la sensibilité

IV .5.1. 1^{er} structure:

Dans la 1ère structure une cavité sous forme rectangulaire couplée avec des cavités de même forme dans le milieu de structure, comme présenter dans la *Figure IV. 11*.

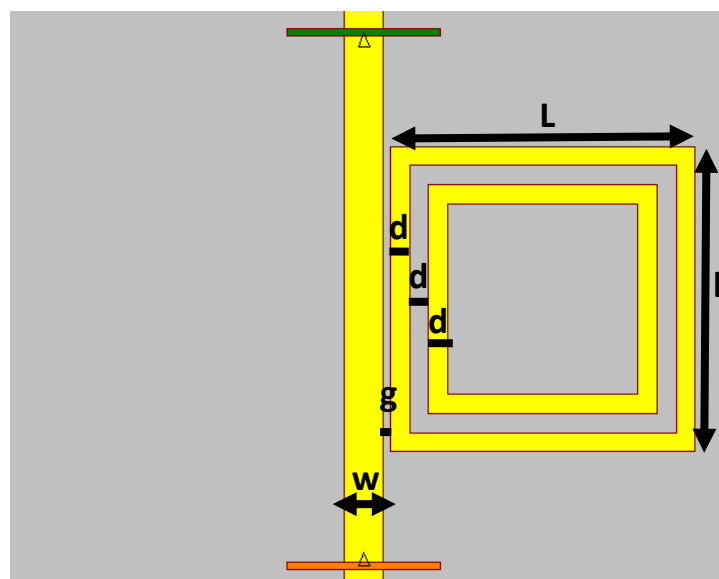


Figure IV. 11: La première structure proposée du capteur

La structure proposé est présenté dans de la *Figure IV.11* avec les paramètres géométriques suivant:

- L'épaisseur du guide $w=50\text{nm}$
- La distance entre la cavité et le guide $g=10\text{nm}$
- La distance entre les limites rectangles $d=25\text{nm}$
- La longueur de rectangle $L=400\text{nm}$
- La largeur de rectangle $l=400\text{nm}$

Les spectres de transmission simulé et présenté dans la *Figure IV. 12* a montré l'apparence de 5 pics de résonances P_1 , P_2 , P_3 , P_4 et P_5 a des longueurs d'ondes: $\lambda_{0P1} = 793.57 \text{ nm}$, $\lambda_{0P2} = 903.86 \text{ nm}$, $\lambda_{0P3} = 1160.5 \text{ nm}$, $\lambda_{0P4} = 1666.5 \text{ nm}$, $\lambda_{0P5} = 2177.4 \text{ nm}$, respectivement.

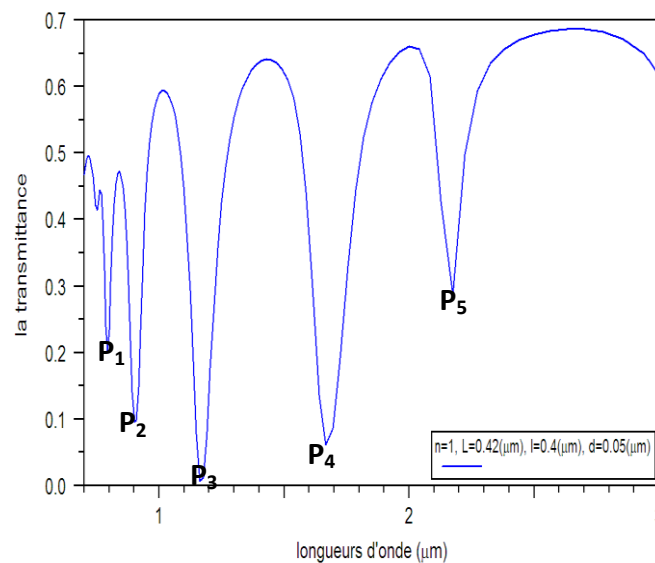


Figure IV. 12: le spectre de transmission de la structure propose

IV .5.1.1. L'influence de la longueur L:

Afin que voir l'influence du paramètre de la longueur L, nous simulant la structure précédente pour voir l'effet de la longueur L sur la sensibilité du capteur et la transmission de la cavité couplé au guide d'ondes MIM. Lorsque les paramètres géométriques suivants sont définis par : $w = 50 \text{ nm}$, $g = 10 \text{ nm}$, $d = 25 \text{ nm}$. et la largeur de la structure est fixé à 400 nm .

Le **Tableaux IV.1** résume et compare les résultats trouvés pour $L = [360\text{nm} \ 440\text{nm}]$ avec un pat de 10nm. Dans cette partie on calcule la sensibilité ou l'indice de réfraction entre 1 et 1.1 alors $\Delta n=0.1$

La longueur L	$S_{P1}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P2}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P3}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P4}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P5}(\text{nm}/\text{RIU})$
360	657.9	786.1	1036	1565	2045
370	669	800.6	1061	1614	2132
380	689.7	811.5	1084	1668	2227
390	699.1	825.8	1108	1415	2322
400	722	861.5	1135	1471	1892
410	735.4	875.4	1165	1788	1982
420	758.7	892.3	1193	1516	2070
430	785.1	910.5	1221	1570	2170
440	733.3	842.1	1255	1672	2168

Tableaux IV.1: La sensibilité des quatre pics pour différents valeur de longueur L

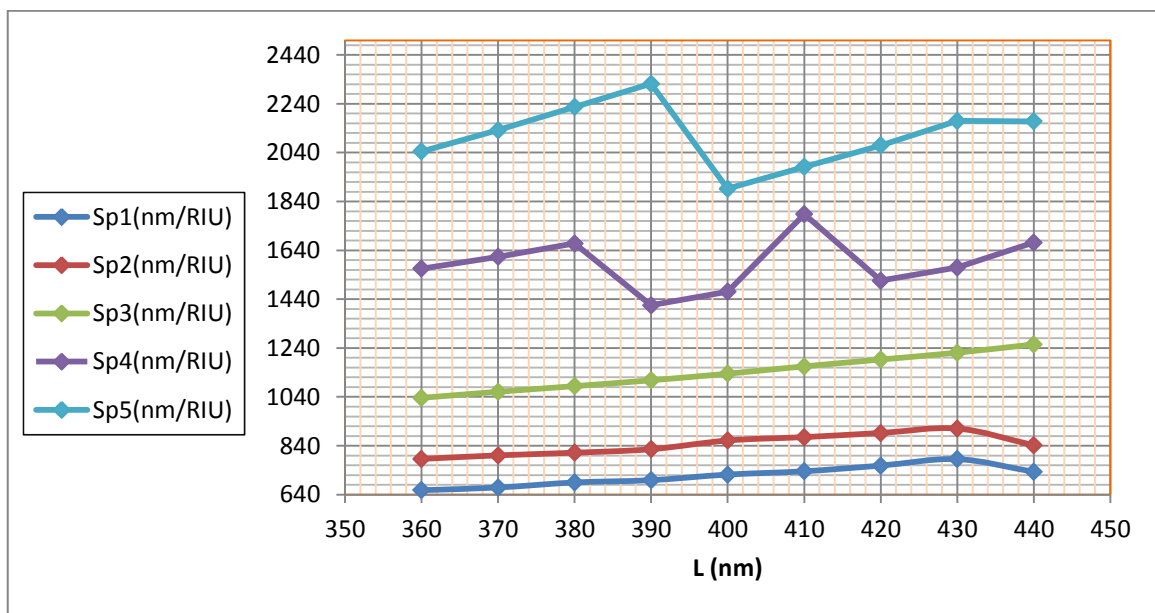


Figure IV. 13: Variation de la sensibilité S en fonction de la longueur L

La **Figure IV. 13** montre la variation de la sensibilité du capteur proposée en fonction de L pour l'indice $\Delta n=0.1$. La longueur L varie de 360nm jusqu'à 440nm avec un pas de 10 nm. La valeur optimale de la longueur L est 410 nm, car elle nous donne une meilleure sensibilité du pic 4.

IV .5.1.2 L'influence de la largeur l:

Dans cette partie, on va fixer les paramètres précédents ($w = 50$ nm, $g = 10$ nm, $d = 25$ nm.), mais la longueur de la structure est fixée à 410 nm, nous simulons la structure précédente pour voir l'effet de la largeur l sur les caractéristiques spectrales de la transmission.

Le *Tableaux IV.2* résume et compare les résultats trouvés pour $L = [360\text{nm} \ 440\text{nm}]$ avec un pas de 10nm.

La largeur L	$S_{P1}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P2}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P3}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P4}(\text{nm}/\text{RIU})$	$S_{P5}(\text{nm}/\text{RIU})$
360	667.4	785.1	1033	1326	2133
370	688.3	816.3	1060	1367	2227
380	700.7	828.2	955	1415	2317
390	722.5	765.9	1136	1729	1882
400	734.2	876.9	1169	1791	1978
410	759.2	892	1194	1848	2072
420	707.3	826.2	1226	1571	2169
430	797.7	842.5	1111	1633	2168
440	742.4	860.2	1140	1687	2270

Tableaux IV.2: La sensibilité des quatre pics pour différents valeurs de largeur L

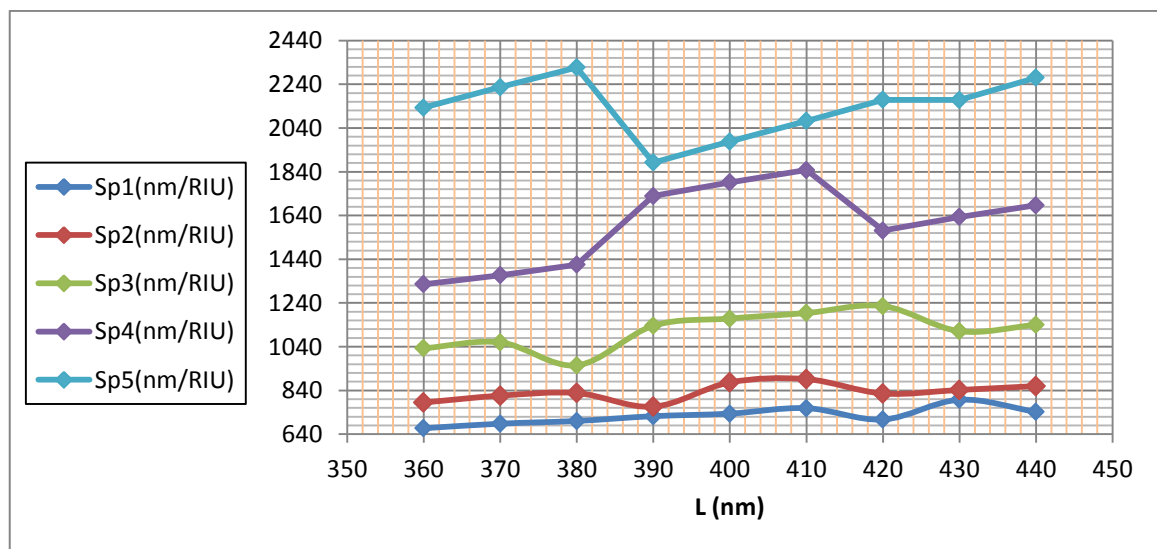


Figure IV. 14: Variation de la sensibilité S en fonction de la largeur L

La *Figure IV. 14* montre la variation de la sensibilité du capteur proposée en fonction de la largeur l pour un $\Delta n=0.1$. La valeur optimale de la largeur est 410 nm. Grâce à cette structure on a pu avoir une sensibilité maximale de l'ordre de $S=1848\text{nm}/\text{RIU}$ du pic 4 et une sensibilité maximale de l'ordre de $S=892\text{nm}/\text{RIU}$ du pic 2

IV .5.2. 2^{ème} structure: (Amélioration de la 1^{er} Structure)

Dans la 2^{ème} structure une cavité sous forme rectangulaire couplée avec des cavités de même forme dans le milieu de structure comme la 1^{ère} structure, mais on divise le rectangle central en quatre rectangles, comme présenté dans la *Figure IV. 15.a* avec $s=100\text{ nm}$

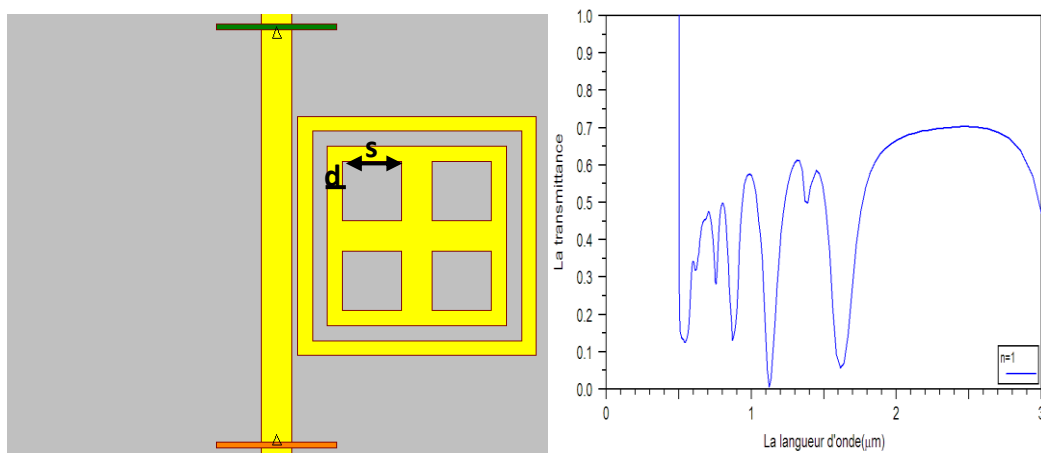


Figure IV. 15: a) La deuxième structure proposée du capteur
b) le spectre de transmission de la structure proposée

Les spectres de transmission simulés et présentés dans la *Figure IV. 15.b* ont montré l'apparence de 4 pics de résonances P1, P2, P3 et P4 à des longueurs d'ondes $\lambda_{0P1} = 756.43\text{ nm}$, $\lambda_{0P2} = 870.26\text{ nm}$, $\lambda_{0P3} = 1127.3\text{ nm}$, $\lambda_{0P4} = 1612\text{ nm}$ respectivement.

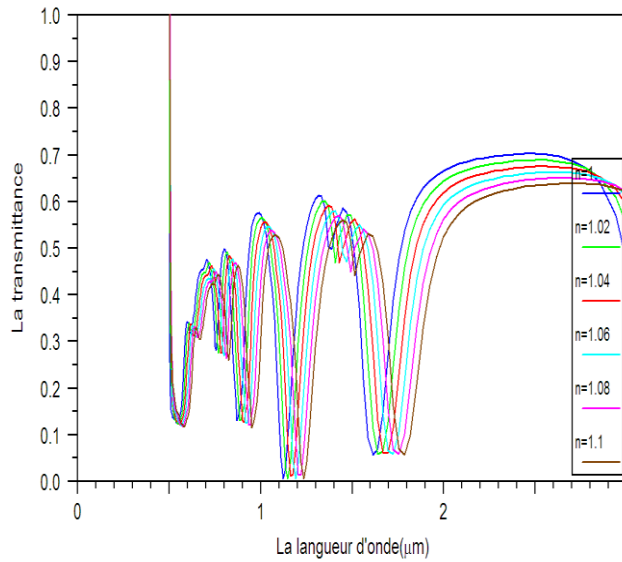


Figure IV. 16: Les courbes des différent indice "n".

La Figure IV. 16 montre la transmission du capteur optimisé calculée par FDTD-2D. Les courbes sont obtenues pour différents indice de réfraction de la cavité $n = 1, 1.02, 1.04, 1.06, 1.08,$ et 1.1 .

n	$\lambda_{P1}(nm)$	S_{P1}	$\lambda_{P2}(nm)$	S_{P2}	$\lambda_{P3}(nm)$	S_{P3}	$\lambda_{P4}(nm)$	S_{P4}
1	757.54	$S_1=586$ $S_2=604$ $S_3=928$ $S_4=657.5$ $S_5=670.5$	869.62	$S_1=1159.5$ $S_2=816$ $S_3=836.5$ $S_4=432$ $S_5=901$	1123.8	$S_1=1290$ $S_2=665$ $S_3=1380$ $S_4=1460$ $S_5=755$	1612.8	$S_1=1340$ $S_2=2760$ $S_3=1470$ $S_4=1505$ $S_5=1575$
1.02	769.26		892.81		1149.6		1639.6	
1.04	781.34		909.13		1162.9		1694.8	
1.06	799.9		925.86		1190.5		1724.2	
1.08	813.05		934.5		1219.7		1754.3	
1.1	826.46	952.52	1234.8	1785.8				

Tableau IV.3: La sensibilité dans la 2^{eme} structure structure

Si on calcule la sensibilité entre $n=1$ et $n=1.1$ on obtient

$$S_{P1}= 688.3 \text{ (nm/RIU)} \quad S_{P2}= 828.7 \text{ (nm/RIU)} \quad S_{P3}= 1112 \text{ (nm/RIU)} \quad S_{P4}= 1731 \text{ (nm/RIU)}$$

IV .5.3. 3^{eme} structure:

Afin d'améliorer la transmission et la sensibilité de la 2eme structure , nous avons ajouté une autre default du forme rectangulaire ($k=30\text{ nm}$) au centre de structure précédent

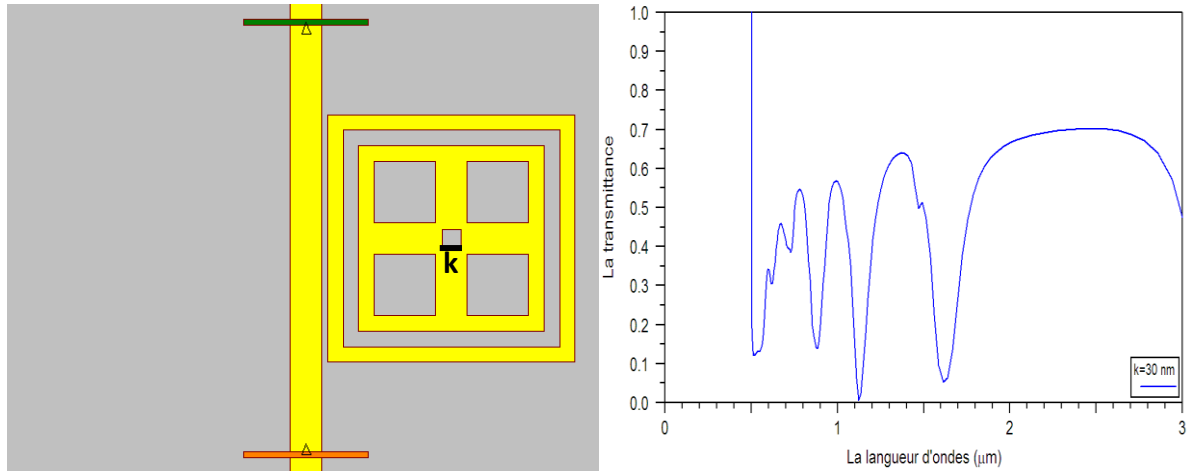


Figure IV. 17: a) La troisième structure proposée du capteur, b) le spectre de transmission de la structure proposée

Les spectres de transmission simulé et présenté dans la Figure IV. 17-b a montré l'apparence de 3 pics de résonances P1, P2, et P3 a des longueurs d'ondes $\lambda_{0P1} = 884.96\text{ nm}$, $\lambda_{0P2} = 1123.6\text{ nm}$, $\lambda_{0P3} = 1613\text{ nm}$, respectivement.

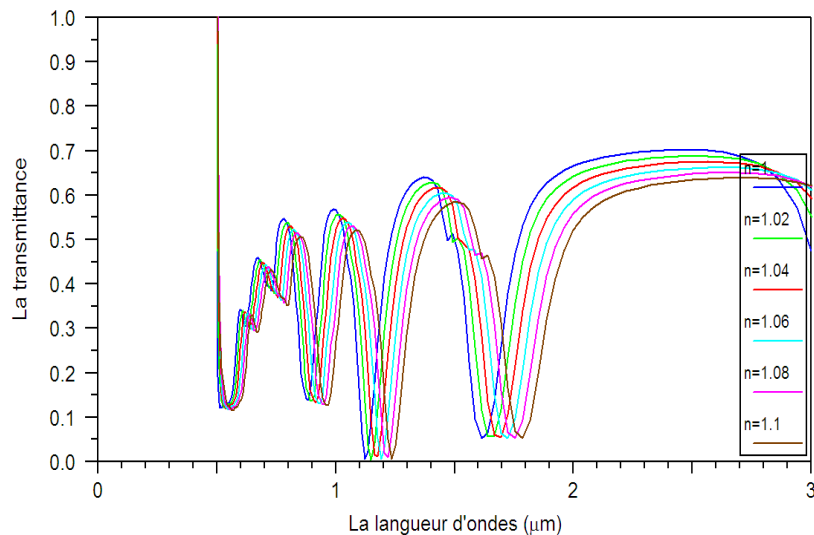


Figure IV. 18 :Les courbes des différent indice "n".

la sensibilité entre $n=1$ et $n=1.1$ est :

$$S_{P1} = 765.5\text{ (nm/RIU)} \quad S_{P2} = 1110\text{ (nm/RIU)} \quad S_{P3} = 1730\text{ (nm/RIU)}$$

IV .5.4. 4^{ème} structure:

Dans cette structure en remplacer les defaults de forme rectangulaire par des defaults de forme circulaire sous les paramètres suivant: $R=200\text{ }\mu\text{m}$ et $r=40\text{ }\mu\text{m}$

Dans cette structure, Nous avons conservé les mêmes paramètres que la structure précédente

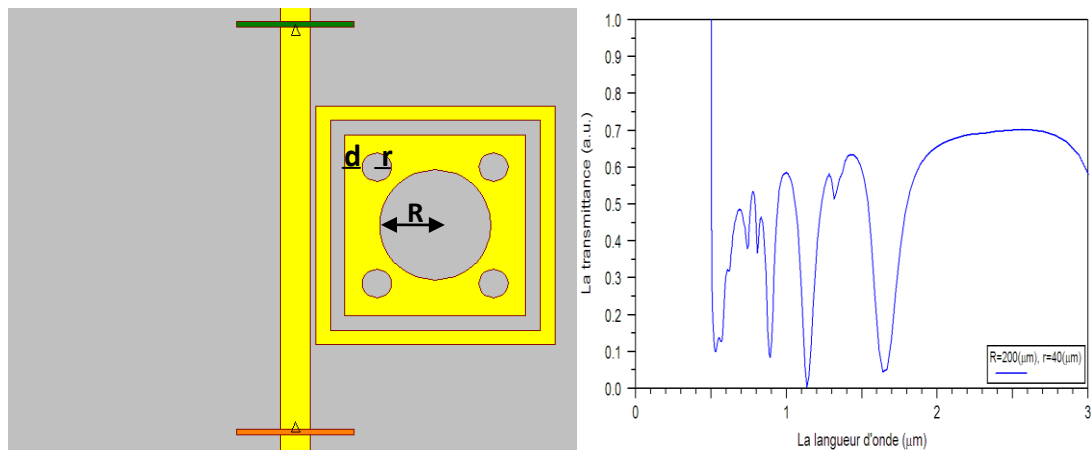


Figure IV. 19 a) La quatrième structure proposée du capteur,
b) le spectre de transmission de la structure proposée

Les spectres de transmission simulé et présenté dans la *Figure IV. 19.b* a montré l'apparence de 3 pics de résonances P1, P2, et P3 a des longueurs d'ondes $\lambda_{OP1} = 882.96\text{ nm}$, $\lambda_{OP2} = 1136.4\text{ nm}$, $\lambda_{OP3} = 1639.4\text{ nm}$, respectivement.

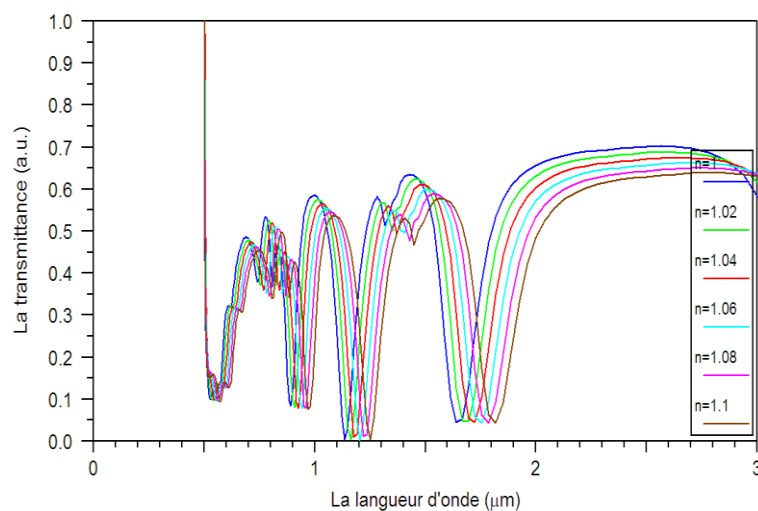


Figure IV. 20: Les courbes des différent indice "n".

La Figure IV. 20 montre Les courbes du transmission du capteur obtenues pour différents indice de réfraction de la cavité $n = 1, 1.02, 1.04, 1.06, 1.08, \text{ et } 1.1$.

La sensibilité entre $n=1$ et $n=1.1$ est :
 $S_{P1} = 780.6$ (nm/RIU) $S_{P2} = 1136$ (nm/RIU) $S_{P3} = 1791$ (nm/RIU)

IV .5.5. Comparaison entre la 3^{eme} structure et 4^{eme} structure

Le Tableau IV.3 présente une comparaison entre la sensibilité des 3 pics obtenue du la 3^{eme} et la 4^{eme} structure proposé.

pics	3 ^{eme} structure		4 ^{eme} structure	
	La longueur d'ondes λ_0 (nm)	La sensibilité S (nm/RIU)	La longueur d'ondes λ_0 (nm)	La sensibilité S (nm/RIU)
P1	884.96	765.5	882.96	780.6
P2	1123.6	1110	1136.4	1136
P3	1613	1730	1639.4	1791

Tableau IV.4: La longueur d'ondes λ_0 et La sensibilité S dans la 3^{eme} et la 4^{eme} structure

Les sensibilités maximales obtenue grâce à la **quatrième** structure est de $S_{P1}=780.6$ nm/RIU, $S_{P2}=1136$ nm/RIU, $S_{P3}=1791$ nm/RIU. Ces valeurs se trouvent améliorer par rapport à la ces fournie par la **troisième** structure et qui été de $SP1=765.5$ nm/RIU, $S_{P2}=1110$ nm/RIU, $S_{P3}=1730$ nm/RIU.

IV .6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les principes de base de la méthode FDTD. Nous présentons également le module de simulation FullWAVE de Rsoft, une technique bien adaptée à la simulation de structures plasmoniques, notamment parce qu'elle permet d'accéder aux propriétés dynamiques de la structure (transmission, réflexion, localisation du champ, masse du résonateur, etc.).

Le travail a été divisé en plusieurs parties, en premier lieu nous avons étudié la transmission d'un guide plasmonique MIM.

Nous avons ensuite étudié le couplage guide cavité, nous avons étudié l'influence des différents paramètres géométriques de la première structure proposée sur la sensibilité afin que fait une optimisation pour améliorer la qualité de sensibilité en basant sur la longueur et la largeur de la cavité (L , l). Les meilleurs facteurs de qualité sont obtenus avec les valeurs optimales de L et l (410nm et 410nm respectivement).

Ensuite, nous avons proposé des structures de la cavité qui consistent à modifier la première structure. Ces structures ont été analysées et comparées avec les autres structures proposées.

*Conclusion
générale*

CONCLUSION GENERALE

L'impact des biocapteurs dans la vie quotidienne est devenu une tendance qui séduit de plus en plus le marché grand public.

Avec l'avancement de la technologie de miniaturisation, la popularité des instruments spécialisés offre des opportunités de développement commercial et de recherche de nouvelles technologies et de leurs applications.

Il s'agit d'une technique optique bien établie appelée résonance plasmonique de surface SPR, qui est utilisée pour étudier les interactions dynamiques entre les ligands et les récepteurs. Trois composants (source, surface de détection et détecteur) sont essentiels à tout système basé sur le phénomène SPR.

Dans ce sujet de thèse, avant d'entamer les applications des plasmons de surface que ce soit dans le domaine médical ou environnemental, il s'avérait nécessaire d'aborder le thème en traitant l'électromagnétisme dans la matière : les équations de Maxwell, les relations constitutives et les conditions aux limites essentielles pour conception d'un biocapteur à base des structures plasmonique MIM introduite dans le troisième chapitre qui constitue le cœur des biocapteurs simulés au dernier chapitre.

Un bref historique sur les plasmons de surface a été discuté après pour se familiariser avec le sujet et ainsi aboutir à la théorie électromagnétique des plasmons de surface avec des démonstrations présentées dans la deuxième chapitre.

Cette partie permis de déterminer la longueur de propagation et la profondeur de pénétration des plasmons de surface, puis la preuve de l'inexistence des plasmons de surface en polarisation et enfin d'aborder la condition de résonance : coïncidence du vecteur d'onde de la lumière incidente avec celui des plasmons de surface, tout ceci dans le but d'exciter les plasmons de surface dits propagatifs, sinon les plasmons de surface localisés qui interviennent dans les nanoparticules métalliques n'ont pas été entamés dans la thèse vue leur absence dans la conception des biocapteurs du chapitre IV.

L'outil de simulation utilisé au cours de ce travail, présenté dans le quatrième chapitre, qui est parfaitement adapté à l'étude de structures plasmoniques à deux dimensions, est le simulateur FullWAVE, qui s'appuie sur l'algorithme FDTD.

Conclusion générale

En premier lieu, nous nous sommes intéressés à étudier la transmission du guide d'onde MIM, on va comparer entre la propagation dans les trois métaux de l'argent et l'or et l'aluminium. L'argent possède la résonance plasmon la plus étroite, et donc la meilleure sensibilité théorique. Autrement dit, en termes de performances, l'argent est un meilleur choix que l'or.

Ensuite on va étudié l'effet de la variation de l'épaisseur du guide d'onde entre 40 nm, 50 nm, et 60 nm, 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 $n = 1$. L'épaisseur idéal pour la transmission a guide plasmonique est $w=50\text{nm}$.

Quatre concepts de biocapteurs aux structures plasmoniques bidimensionnelles utilisant un guide d'onde MIM ont également été proposés.

Dans la 1^{ère} structure une cavité sous forme rectangulaire couplée avec des cavités de même forme dans le milieu de structure, Les spectres de transmission simulé et présenté a montré l'apparence de 5 pics de résonances P1, P2, P3, P4 et P5 a des longueurs d'ondes: $\lambda_{0P1} = 793.57 \text{ nm}$, $\lambda_{0P2} = 903.86 \text{ nm}$, $\lambda_{0P3} = 1160.5 \text{ nm}$, $\lambda_{0P4} = 1666.5 \text{ nm}$, $\lambda_{0P5} = 2177.4 \text{ nm}$, respectivement. Et après nous simulant la structure précédente pour voir l'effet de la longueur L et la largeur l sur la sensibilité du capteur et la transmission de la cavité couplé au guide d'ondes MIM. La valeur optimale de la longueur et la largeur est 410 nm, car elle nous donne une meilleure sensibilité.

Dans la 2^{ème} structure une cavité sous forme rectangulaire couplée avec des cavités de même forme dans le milieu de structure comme la 1^{ère} structure, mais on divise le rectangle central en quatre rectangle, Les spectres de transmission simulé a montré l'apparence de 4 pics de résonances P1, P2, P3 et P4 a des longueurs d'ondes $\lambda_{0P1} = 756.43 \text{ nm}$, $\lambda_{0P2} = 870.26 \text{ nm}$, $\lambda_{0P3} = 1127.3 \text{ nm}$, $\lambda_{0P4} = 1612 \text{ nm}$ de la sensibilité entre $n=1$ et $n=1.1$ on obtient $S_{P1} = 688.3 \text{ (nm/RIU)}$ $S_{P2} = 828.7 \text{ (nm/RIU)}$ $S_{P3} = 1112 \text{ (nm/RIU)}$ $S_{P4} = 1731 \text{ (nm/RIU)}$ respectivement.

3^{ème} structure, afin d'améliorer la transmission et la sensibilité du la 2^{ème} structure, nous avons ajouté une autre default du forme rectangulaire au centre de structure précédent, Les spectres de transmission simulé a montré l'apparence de 3 pics de résonances P1, P2, et P3 a des longueurs d'ondes $\lambda_{0P1} = 884.96 \text{ nm}$, $\lambda_{0P2} = 1123.6 \text{ nm}$, $\lambda_{0P3} = 1613 \text{ nm}$, de la

Conclusion générale

sensibilité entre $n=1$ et $n=1.1$ est : $S_{P1} = 765.5$ (nm/RIU) $S_{P2} = 1110$ (nm/RIU) $S_{P3} = 1730$ (nm/RIU) respectivement.

Dans la 4^{ème} structure en remplacer les defaults de forme rectangulaire par des defaults de forme circulaire, Les spectres de transmission simulé a montré l'apparence de 3 pics de résonances P1, P2, et P3 a des longueurs d'ondes $\lambda_{0P1} = 882.96$ nm, $\lambda_{0P2} = 1136.4$ nm, $\lambda_{0P3} = 1639.4$ nm, de La sensibilité entre $n=1$ et $n=1.1$ est : $S_{P1} = 780.6$ (nm/RIU) $S_{P2} = 1136$ (nm/RIU) $S_{P3} = 1791$ (nm/RIU) respectivement.

Les sensibilités maximales obtenue grâce à la quatrième structure est de $S_{P1} = 780.6$ nm/RIU, $S_{P2} = 1136$ nm/RIU, $S_{P3} = 1791$ nm/RIU. Ces valeurs se trouvent améliorer par rapport à la ces fournie par la troisième structure et qui été de $S_{P1} = 765.5$ nm/RIU, $S_{P2} = 1110$ nm/RIU, $S_{P3} = 1730$ nm/RIU.

Sur la base des résultats obtenus, les structures proposées dans ce travail constitue une plateforme très prometteuse pour les applications de biodétection. Ainsi, à partir de ces résultats, quelques points intéressants peuvent être tirés. Les performances de détection peuvent encore être améliorées, notamment du point de vue de la conception de la cavité et du guide d'onde MIM

*Références
bibliographiques*

Référence bibliographique

- [1] Clark, L. & Lyons, C. Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery. Annals of the New York Academy of Sciences JID - 7506858. 1962.
- [2] MOKHBI Wahiba ,« étude des plasmons de surface dans une fibre optique attaqué chimiquement », mémoire de magister ,université de Ferhat Abbas Sétif .
- [3] Stewart, M. E.; Anderton, C. R.; Thompson, L. B.; Maria, J.; Gray, S. K.; Rogers, J. A.; Nuzzo, R. G., Nanostructured Plasmonic Sensors. Chemical Reviews 2008, 108, 494-521.
- [4] Murray, W. A; Barnes, W. L, Plasmonic Materials. Advanced Materials 2007, 3771-3782.
- [5] Kanso. Malek, Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique a fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique (2008).
- [6] Revue de école nationale des postes et télécommunication « Technologie de la fibre optique » Département Télécommunication - laboratoire de transmission Mars 2004.
- [7]A. BENDRIHEM, Etude des phénomènes liés à la propagation dans les fibres optiques, thèse de MAGISTERE, Université de Batna.
- [8] Robert E. Collin « Foundation for micr owave engineering » IEEE Microwave Theory and Techniques Society, Sponsor – IEEE The institute Of Electrical and Electronics Engineers, Inc New York - Second Edition 2001.
- [9]. N.Pinel, “ Etude de modèles asymptotiques de la diffusion des ondes électromagnétiques par des interfaces naturelles- Application `a une mer recouverte de pétrole - ”, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique de l'université de Nantes (2006).
- [10] Pierre-André Bélanger « Les Fibres Optiques–Supplément d'électromagnétisme appliqué » Université Laval- Canada
- [11] J.L.Contaz, “ Optoélectronique Tèrahertz ”, EDP science 2006.
- [12] P. A. Govind "Nonlinear Fiber Optics" Third Edition-Academic press 2001.
- [13]J.P. Pérez, R. Fleckinger, R. Carles, Électromagnétisme : fondements et applications : avec 300 exercices et problèmes résolus, Masson, 1997.
- [14].C. Douglas. Giancoli, “ Physique générale: Ondes, optique et physique moderne ”, De Boeck Université, 1993
- [15]. H. Stocker, F.Jundt, G.Guillaume, “ Toute la physique”, 2eme tirage. Dunod édition Paris (1999).
- [16]. N.Adjouadi, “Etude de la diffusion de la lumière par un verre sodo-calsique érodé par sablage“, Thèse de Magister, IOMP (UFA) ,2003.
- [17].S.Durant, “Propagation de la lumière dans les milieux aléatoires: rôle de l'absorption, de la diffusion dépendante et du couplage surfase-volume ”, Thèse de doctorat d'Etat, Ecole Centrale Paris (2003).
- [18]. Peter William Atkins, Monique Monnet, Julio de Paula"Chimie Physique".2eme édition. De boack.2004.P794.

- [19] B. Yavorski, A. Detlaf, "Aide mémoire de physique", Edition AMIR, Moscow, (1980).
- [20] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, « Surface plasmon subwavelength optics », *Nature*, vol. 424, pp. 824–830, 2003.
- [21] H. Raether *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Springer-Verlag 111, Berlin, 1988).
- [22] On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum, R.W. Wood, *Phil. Mag.*, 1902, 4, 396–402.
- [23] The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves), U. Fano, *J. Opt. Soc. Am.*, 1941, 31, 213–222.
- [24] Malak Kansa «Modélisation, réalisation et caractérisation d'un capteur plasmonique à fibre optique : Effets de la rugosité, des réactions de surface et de la cinétique dans un système microfluidique » thèse de doctorat, 19 juin 2008, université de Nantes.
- [25] Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light, E. Kretschmann, H. Raether, *Z. Naturforsch.*, 1968, 23A, 2135–2136.
- [26] Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing, B. Liedberg, C. Nylander, I. Lundström, *Sens. Actuators*, 1983, 4, 299–304.
- [27] <http://www.biacore.com/home.lasso>
- [28] David Pines. Collective energy losses in solids. *Rev. Mod. Phys.*, 28 :184–198, Jul 1956.
- [29] W. L. Barnes, A. Dereux et T. W. Ebbesen: Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424(6950):824–30, Août 2003. [pages 1]
- [30] M. Hamidi. Modélisation par la méthode FDTD des plasmons de surface localisés. PhD thesis, Université Mouloud Mammeri (Tizi Ouzou), 2012
- [31] P. Drude, —Zur Elektronentheorie der Metalle; II. Teil. Galvanomagnetische und thermomagnetische Effecte, *Ann. Phys.*, vol. 308, no. 11, pp. 369–402, 1900.
- [32] S. A. Maier: *Plasmonics Fundamentals and Applications*. Springer, 2007. [page 8]
- [33] « Optical absorption of small metallic particles » U. Kreibig, L. Genzel, *Surf. Science*, 156 p 678 (1985)
- [34] « Physique de l'état solide, 7ème édition » Charles Kittel, Dunod, Paris (1998)
- [35] « Solid State Physics » Neil W. Ashcroft, N. David Mermin, International Edition, Saunders College, Philadelphia (1976)
- [36] A. Sommerfeld and H. Bethe, —Elektronentheorie der Metalle, *in Aufbau Der Zusammenhängenden Materie*, Springer Berlin Heidelberg, 1933, pp. 333–622.
- [37] C. Kittel, « Introduction to solid state physics », 8Th Edition Wiley India Pvt. Limited, 2005.
- [38] Thomas Lopez. « Conception, fabrication et caractérisation de lentilles planaires nano structurées dédiées aux capteurs d'images CMOS dans le proche-infrarouge ». Thèse de Doctorat, Université de Toulouse, 2016.

Référence bibliographique

- [39] H. BEN SALAH , Etude des structures plasmoniques pour la réalisation de fonctions optiques intégrées, these de doctorat, Université Mohamed Boudiaf - M'sila,2021
- [40] M. BENDJEBBOUR, «Caractérisation d'une structure hétérogène multicouche Application à la génération des modes plasmoniques,» p. 9, 2011.
- [41] M. L. Rida Ahmed Ammar, «Surface plasmon polariton in metal-insulator-metal configuration,» Int. J. Nanoelectronics and Materials, vol. 100, pp. 185-194, 2017.
- [42] C. Bonnand, thèse de doctorat, université Claude Bernard - Lyon 1,2006.
- [43] D. A. Stuart, A .J. Haes, C. R. Yonzon, E. M. Hicks and R. P. Van Duyne, “Biological applications of localised surface plasmonic phenomena”, IEE Proc.-Nanobiotechnol., Vol. 152, No. 1, February 2005.
- [44] N. K. Grady, N. J. Halas, P. Nordlander, “Influence of dielectric function properties on the optical response of plasmon resonant metallic nanoparticles”, Chemical Physics Letters 399 (2004) 167–171.
- [45] A.JIMENEZ, Une biocapteur à base de résonance de plasmons de surface intégré monolithiquement avec une source d'excitation, thèse de doctorat, université De Sherbrooke, 2015.
- [46] M. Boulade, Imagerie SPR optimisée en résolution pour l'étude et la détection de bactéries, thèse de doctorat, université De Sherbrooke, 2019.
- [47] BOUGRIOU Feida, « Etude théorique des matériaux a bandes interdites photonique bidimensionnels: applications dans le domaine du guidage optique et la détection», Thèse Doctorat, Université Constantine 1, 2013.
- [48] G. Asch, « Les capteurs en instrumentation industrielle », Edition 4, Publié par Dunod, , pp 816, 1993.
- [49] Kerrou F, "Etude et modelisation de capteurs de pression piezoresistifs et capacitifs au silicium", Thèse de Doctorat, Constantine, (2008).
- [50] A. Benichou «Conception et Modélisation d'un accelerometre microelectronique triaxial, mémoire de magister, université de tlemcen,2012.
- [51] L. GHARBI ERNEZ «Cours de mesure et instrumentation», École Nationale d'Ingénieurs de Tunis, 2005.
- [52] Georges Asch et Collaborateurs, Les capteurs en instrumentation industrielle, Dunod 1998, p17.
- [53] M. Mohadi, kh. Semati « Etude des capteurs optiques label-free pour applications de détection biochimique» Mémoire Master, Universite M'sila, 2020
- [54] M. BOUSBIA SALAH «Cours capteur et instrumentation», L3, université de Annaba, 2022.
- [55] A. HARHOUZ, «Contribution à l'étude et la conception des capteurs à base de cristaux photoniques», thèse de doctorat Universite M'sila,27 Avril 2017.
- [56] I. LAOUF «Etude et simulation d'un capteur de pression capacitif», mémoire de master, université de M'sila, 2016.

Référence bibliographique

- [57] A. Boughrouat., « Modification de la sensibilité d'un QCM (Quartz Cristal Microbalance) par le dépôt dessus de films minces élaborés par plasma à partir de vapeurs de TEOS » Université MENTOURI constantine, 2009
- [58] Vocabulaire international de métrologie « Concepts fondamentaux et généraux et termes associés (JCGM 200:2012) », 3^{ème} édition (2012)
- [59] Clark, L.C.; Jr.; Lyons, C., Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* 102 (1962) 29-45.
- [60] M. Shichiri, R. Kawamori, Y. Yamasaki, N. Hakui, H. Abe, Wearable-type artificial endocrine pancreas with needle-type glucose sensor. *Lancet* 2 (1982) 1129-1131.
- [61] H. Kim, I. Lee, Y. Kwon, B.C. Kim, S. Ha, J.-h. Lee, J. Kim, Immobilization of glucose oxidase into polyaniline nanofiber matrix for biofuel cell applications. *Biosensors and Bioelectronics* 26 (2011) 3908-3913.
- [62] G.G Guilbault, J.G, Montalvo, An improved urea-specific enzyme electrode, *Anal, Lett*, 2 (1969) 283-293
- [63]. X. Lei Han “realisation et caracterisation du dispositif MOSFET nanométrique à base denses de nanofils verticaux en silicium” Thèse de Doctorat, lille 1, France 2011.
- [64] S. Suzuki, F. Takahashi, I. Satoh, N. Sonoben Ethanol and lactic acid Sensors using electrodes coated with dehydrogenase-collagen membranes, *Bull, Chem. Soc. Jpn.* 48(1975) 3246-3249.
- [65]. P. K. Bondyopadhyay, ‘Moore’s law governs the silicon revolution’, *Proceedings of IEEE*, vol. 86, no. 1, pp. 78-81, 1998.
- [66]. R. H. Dennard, F et all, Design of ion-implanted MOSFET’s with very small physical dimensions, *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, vol. 9, no. 5, pp. 256-268, 1974.
- [67]. J. Colinge, ‘Silicon-on-insulator technology: Materials to VLSI’, Kluwer Academic Publishers, Boston, USA, 3rd edition, 1997.
- [68] Silvia Fabiano, immobilisation d’anzymes dans des films de polymere conducteur : Le pedt, N° d’ordre : 54-2002, p5.
- [69] W Gopel, J. Hesse, J. N. Zemel, *Sensors A Comprehensive Survey*, 1995, p571.
- [70] Avraham Rasooly, Keith E. Herold, *Biosensors and Biodetection*, 2009, p461
- [71] F. Ren & Stephen J. Pearton *Semiconductor Device -Based Sensors for Gas, Chemical, and Bio Applications* 2011, p318
- [72] D.R. Thévenot, K. Toth, R.A. Durst, G.S. Wilson, Electrochemical biosensors : recommended definitions and classification, *Biosens. Bioelectron.* 16 (2001) 121–131.
- [73] PAC, 1992, 64, 143 (Glossary for chemists of terms used in biotechnology (IUPAC Recommendations 1992)) page 148.
- [74] Christophe vedrine, exploitation de signaux biologiques pour la réalisation de capteur environnementaux, N°d’ordre : 294CD, 2003, p5.

Référence bibliographique

- [75] R. P. KENGNE - MOMO, " Mise en œuvre des surfaces spécifiques en vue de la détection de bactéries pathogènes par diffusion Raman ", Thèse de Doctorat, de Yaoundé I- Université du Maine, (2011)
- [76] D. Hall, "Use of optical biosensors for the study of mechanically concerted surface adsorption processes," *Analytical Biochemistry* 288, pp. 109-125 (2001).
- [77] 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).
- [78] 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)
- [79] C. BILLAUDEAU, «Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D », thèse de doctorat, Université PARIS-SUD 11, 16 novembre 2007.
- [80] S. (. I. e. T. (. Burke (J. J.), «Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films.,» *Phy. Rev.*, vol. 33, pp. 5186, 1986., 1986.
- [81] J.-C. Weeber, Y. Lacroute et A. Dereux. Optical near-field distributions of surface plasmon waveguide modes. *Physical Review B* 68, (2003).
- [82] Steinberger (B.), et all. Dielectric stripes on gold as surface plasmon waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 88(9) , 28 février 2006.
- [83] Cyrille Billaudeau. « Guidage optique dans les cristaux plasmoniques 1D et 2D ». Thèse de doctorat en Physique Atomique, Université Paris Sud - Paris XI, 2007.
- [84] Negative Refraction at Visible Frequencies. Lezec (H. J.), Dionne (J. A.) et Atwater (H. A.).*Science*, 316(5823), p. 430, 20 avril 2007.
- [85] Channel polaritons. Novikov (I. V.) et Maradudin (A. A.).*Phys. Rev. B*, 66(3), p. 035403, Jun2002.
- [86] Krenn (J. R.), et all .Squeezing the Optical Near-Field Zone by Plasmon Coupling of Metallic Na-noparticles.. *Phys. Rev. Lett.*, 82(12), p. 2590, 1999.
- [87] Hamidi Mahdi, « modélisation par la méthode FDTD des plasmoids de surface localisés », thèse de doctorat, université de constantine, (2013).
- [88] RSoft CAD 5.1.9, "User guide" RSoft Design Group, 200 Executive Blvd. Ossining, NY 10562 Rsoft Release Notes RSoft Photonic Component Design Suite Version 2013.12.
- [89] A. P. Kabilan, X. S. Christina and P. E. Caroline , "Design of optical logic gates using photonic crystal" , *Proc. Int. Conf. on Internet* (2009) , 1-4.
- [90] K.S.Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media ," *IEEE Trans. Antennas and propagation* , vol. 14, p. 302-307 , 1966.
- [91] A. Taflov, et M. E. Brodwin, " Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations," *IEEE Trans. Microwave theory Tech.* , vol. MTT-23 , N° 8,p.623-630 , August 1975.

Résumé

Malgré le nombre croissant de capteurs dans les domaines de la chimie et de la biologie, la complexité des interactions entre différentes molécules qui existent lors de la détection reste à approfondir.

La résonance plasmonique de surface est une technique reconnue pour sa sensibilité pour la détection de surface, qui présente l'avantage d'être sans marquage et de permettre un suivi en temps réel de la cinétique de la réaction. Les structures MIM ont été appliquées à de nombreux composants optiques SPP, tels que les biocapteurs.

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 biocapteurs plasmoniques à base de guides d'ondes bidimensionnels métal-isolant-métal (MIM) en argent pour métal pour indice de réfraction (RI). Nous proposons quatre structures métal-isolant-métal (MIM) composée d'un résonateur et d'un guide d'onde de polariton plasmonique de surface (SPP). Le domaine temporel des différences finies (FDTD) est utilisé dans la simulation par un logiciel R-soft.

Sur la base des résultats obtenus, les structures proposées dans ce travail constitue une plateforme très prometteuse pour les applications de bio-détection.

Mots-clés : plasmonique, capteurs, guides d'ondes, cavité, SPP, MIM, FDTD, R-soft.

Abstract

Despite the growing number of sensors in the fields of chemistry and biology, the complexity of the interactions between different molecules that exist during detection remains to be further investigated.

Surface plasmon resonance is a technique recognized for its sensitivity for surface detection, which has the advantage of being label-free and of allowing real-time monitoring of the reaction kinetics. MIM structures have been applied to many SPP optical components, such as biosensors.

The introduction of cavities with defects in the conventional MIM waveguide ensured a longer interaction between the SPP modes and the tested molecules of the sensor. In this context, this thesis aims at the study and design of plasmonic biosensors based on metal-insulator-metal (MIM) two-dimensional waveguides in silver for metal for refractive index (RI). We propose four metal-insulator-metal (MIM) structures composed of a resonator and a surface plasmonic polariton (SPP) waveguide. Finite difference time domain (FDTD) is used in the simulation by R-soft software.

Based on the results obtained, the structures proposed in this work constitute a very promising platform for bio-sensing applications.

Key words : plasmonic, , sensors, waveguides, cavity, SPP , MIM , FDTD ,R-soft.